PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 6. 15. Dezember 1902. 4. Jahrgang.
Redaktionsschluss für No. 7 am 22. Dezember 1902.

INHALT.

Originalmitteilungen:
K. Schaum und V. Bellach, Untersuchungen über die photographischen Prozesse. II. S. 177.
Mitteilungen aus dem physikalischen Institute der Universität Pisa: No. 14: A. Battelli und L. Magri, Über oszillatorische Entladungen. II. Teil: Experimentelle Resultate. S. 181.
J. J. T. Chabot, Über den Durchgang des elektrischen Stromes durch ein gasförmiges Medium im Felde rotierender Magnete. II. Mitteilung. S. 189.
K. R. Johnson, Zur Theorie des Grammeschen Ringes. S. 190.
Zusammenfassende Bearbeitungen:
H. Goldschmidt, Aluminothermie. (II. Teil.) S. 194.
Personalien. S. 200.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Untersuchungen über die photographischen Prozesse. II.

Von Karl Schaum und Victor Bellach.

Verhältnis der Silberkornzahl im fertigen Negativ zur Bromsilberkornzahl in der Emulsionsschicht.

Am Schluss unserer vorigen Mitteilung[1]) ist bereits betont worden, dass bei normaler Entwicklungsdauer nur an solchen Bromsilberkörnern, welche durch den photochemischen Affekt entwicklungsfähig gemacht worden sind, eine Abscheidung von metallischem Silber stattfinden kann. Es drängt sich nun die Frage auf, in welchem Verhältnis die Zahl der Silberkörner im fertigen Negativ zu derjenigen der Bromsilberkörner in dem unentwickelten Negativ steht. Der Vergleich soll nur zwischen den obersten Schichten gezogen werden, da dort die Bromsilberkörner den gleichen Belichtungsbedingungen ausgesetzt sind, während in den tieferen Schichten wegen der Schirmwirkung der vorgelagerten Körner die Verhältnisse kompliziert liegen und von der zufälligen Anordnung der Körner abhängig sind. Fig. 1 zeigt die fertige Schicht einer Schleussner-Normalplatte; Fig. 2 die mit $\frac{8}{2^2}$ S.M.K. belichtete und 55 Sek. entwickelte unfixierte Schicht, und Fig. 3 dieselbe nach $\frac{6}{2^2}$ S.M.K. Belichtung und 110 Sek. Entwicklung.

Man sieht, dass keineswegs die Körner gleichzeitig im gleichen Betrag reduziert werden; als Extreme zeigen sich solche, welche sehr rasch in metallisches Silber übergeführt erscheinen, und solche, welche keinen Beginn einer Reduktion erkennen lassen. Ziehen wir nun noch Fig. 4 und Fig. 5 (860fache Vergrösserungen fertiger Negativschichten) zum Vergleich heran, so sehen wir sofort, dass die Zahl der Silberkörner im fertigen Negativ beträchtlich hinter derjenigen der Bromsilberkörner in der unentwickelten Schicht zurückbleibt. Während letztere nach unseren Zählungen (vgl. Seite 5 dieses Jahrganges) 27×10^4 pro 1 mm (bei 860facher Vergrösserung) beträgt, wurde für die Silberkornzahl unter den gleichen Bedingungen (in Fig. 5) nur ca. $\frac{1}{3}$ (82×10^3) dieses Wertes gefunden. Zunächst ist nun zu berücksichtigen, dass benachbarte Bromsilberkörner bei der Reduktion häufig zu einem Komplex verwachsen; trotzdem aber besteht kein Zweifel,

1) Diese Zeitschr. **4**, 4, 1902.

Fig. 1.
unentwickelt

Fig. 2.
schwach entwickelt

Fig. 3.
stark entwickelt

Schleussner-Normalplatte unfixiert

Vergrösserung 860fach.

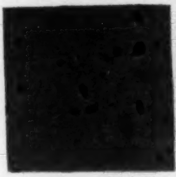


Fig. 4.

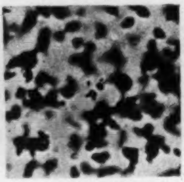


Fig. 5.

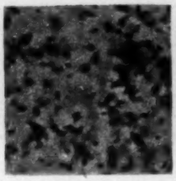


Fig. 6.

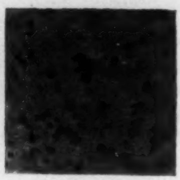


Fig. 7.

Schleussner-Normalplatte; Entwicklungsdauer 110 Sek.

Belichtung: $\frac{0{,}5}{6^2}$ M.K.S., $\frac{8}{2^2}$ M.K.S.; 45 Sek. Tageslicht; 5 Stunden Tageslicht.

Vergrösserung 860 fach.

dass zahlreiche Partikel sich überhaupt der Entwicklung (bis zur mikroskopischen Sichtbarkeit) entziehen. Ohne Frage ist dieses Ergebnis auf die verschiedene Empfindlichkeit (verschiedenen Reifungszustand) der Bromsilberkörner zurückzuführen.

Messung der Grösse der Silberkörner im Negativ.

Nach derselben Methode, welche zur Bestimmung der Grösse der Bromsilberkörner zur Anwendung gekommen war (vgl. S. 5), haben wir die Grösse der Silberpartikel in der obersten Schicht fertiger Negativstücke ermittelt. Die mittleren Werte in μ^2 sind in den Tabellen I und II zusammengestellt.

Tabelle I.

Konstante Entwicklungszeit 110 Sek.

Belichtet aus Belichtungsdauer	4 m	6 m
0,5 Sek.	2,8	2,1
5 „	4,8	4,4
10 „	7,0	5,3

Tabelle II.

Konstante Belichtungszeit 1 Sek.

Belichtet aus Entwicklungsdauer	3 m	4 m
30 Sek.	2,6	2,4
60 „	4,1	4,0
80 „	4,9	4,1
100 „	6,6	5,0

Die Grösse der Silberpartikel wächst also mit der Dauer und mit der Intensität der Belichtung, desgleichen mit der Dauer der Entwicklung. Bei längerer Entwicklungsdauer geht der mittlere Wert für die Silberkorngrösse (wegen der Verwachsungen etc.) über den Wert der Grösse des Bromsilberkornes, welcher bei der fertigen Schleussnernegativschicht geringer ist, als bei den Eder- und Apollo-Emulsionen (vgl. S. 4) hinaus.

Es mag noch angeführt werden, dass die korrespondierenden Messungen in den Tab. I—IV der vorigen Mitteilung, sowie in Tab. I und II dieser Abhandlung an den nämlichen Plattenstücken ausgeführt wurden. In Fig. 4 und 5 ist das 860 fach vergrösserte Korn verschieden dichter Negativstücke wiedergegeben.

Das Korn solarisierter Plattenstücke.

Bei der mikroskopischen Untersuchung solarisierter Plattenstücke ergiebt sich der mittlere Wert der Korngrösse kleiner, als bei normal belichteten Stücken, und zwar nimmt er mit steigender Solarisation ab; die Unterschiede in den Korngrössen sind bei einer solarisierten Schicht erheblicher als bei einer normalen, zwischen den vorherrschenden sehr kleinen Partikeln sind grosse Silberkörner eingelagert. Englisch[1]) erblickt in dieser Thatsache einen Beweis dafür, dass sich bei der Solarisation zwei verschiedene Vorgänge übereinander lagern. Man muss aber auch beachten, dass, wie schon erwähnt, die Bromsilberkörner verschiedene Reifungsstadien besitzen.

Die Fig. 6 und 7 lassen im Vergleich zu Fig. 4 und 5 die geringere Grösse der Silberpartikel in solarisierten Schichten, sowie die Abnahme der Korngrösse mit steigender Solarisation deutlich erkennen.

Das Korn sekundär entwickelter Plattenstücke.

In Tab. III sind die Silberkorngrössen (in μ^2) primär fixierter und sodann mit silbersalzhaltigem Entwickler[2]) hervorgerufener Plattenstücke (Apollo-Platte) angeführt.

1) Schwärzungsgesetz für Bromsilbergelatine, Halle 1901. S. 27.

2) Rezept des angewandten Standentwicklers (nach Neuhauss): Dest. Wasser 100 cm³, Silbernitrat 4 g, Rhodanammonium 24 g, Natriumsulfit 24 g, Natriumthiosulfat 5 g.
Dazu: Bromkaliumlösung (1:10) 6 Tropfen. Von dieser Lösung wurden 6 cm³ mit 54 cm³ dest. Wasser verdünnt und 2 cm³ Rodinal zugegeben.

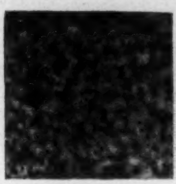


Fig. 8.

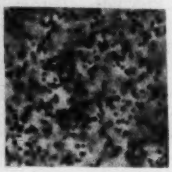


Fig. 9.

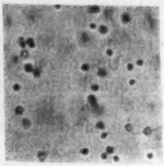


Fig. 10.

Apollo-Platte, Belichtung: $\frac{50}{2^2}$ M.K.S., sekundär entwickelt.

Entwicklungsdauer:

24 Stunden — 48 Stunden — 17 Stunden

Vergr.: 558 — Vergr.: 1200

Tabelle III.

Konstante Entwicklungszeit (17 Stunden). Belichtet aus 2 m.

Belichtungsdauer	Korngrösse
10 Sek.	1,0
20 „	1,1
30 „	1,2
40 „	1,3
50 „	1,7

Konstante Belichtungszeit (50 Sek.). Belichtet aus 2 m.

Entwicklungsdauer	Korngrösse
24 Stunden	0,9
48 „	2,1

Die Korngrösse sekundär entwickelter Schichten hängt also nicht nur von der Belichtungszeit, sondern auch von der Dauer der Entwicklung ab. Das letztere Ergebnis bildet einen wichtigen Beweis für die Richtigkeit der zuerst von Ostwald[1]) gegebenen Erklärung des Entwicklungsvorganges. (Fortwachsen von Silberpartikeln in übersättigter Silberlösung; Silberkeimwirkung.)

Über die lebhaften Farben, welche sekundär entwickelte Schichten bisweilen zeigen, wird später berichtet.

Fig. 8 und 9 zeigen die Änderung der Korngrösse sekundär entwickelter Platten mit der Entwicklungsdauer (Vergr. 558); Fig. 10 zeigt die im Unterschied zu den unregelmässigen Formen des gewöhnlichen Plattenkorns meist kreisförmige Begrenzung der sekundär entwickelten Partikel. (Vergr. 1200.)

Messung der Schichtdicke fertiger Negative.

Die Dicke der Negativschicht ist naturgemäss abhängig von der Behandlung, die das betreffende Plattenstück erlitten hat. Die folgenden Mittelwerte aus je 16 einzelnen Messungen geben die Schichtdicke für verschiedene typische Behandlungen in mm an:

unentwickelt: 0,0247

3 Sek. in Kamera bel., normal entwickelt: 0,0263.

1 Sek. in Kamera bel., 110 Sek. entwick.: 0,0214.

1 Stunde frei belichtet, 110 Sek. entwickelt: 0,0198.

1 Stunde frei belichtet, primär fixiert: 0,0170.

Die Schichtdicke ist, wie vorherzusehen war, um so geringer, je weniger metallisches Silber sich in der Schicht nach der Behandlung der Platte erwarten liess. Bemerkenswert ist die Thatsache, dass die fertige Negativschicht etwas dicker ist, als die unentwickelte Schicht; wahrscheinlich ist dies auf einen grösseren Wassergehalt (höheren Quellungszustand) der ersteren zurückzuführen. Über den Einfluss des Quellungszustandes auf Schichtdicke und Undurchsichtigkeit wird später eingehend berichtet.

Messung der Dicke der Silberkornschicht im fertigen Negativ.

Da die Undurchsichtigkeit eines Plattenstückes ausser von der Grösse und von der Zahl der Silberkörner in der Volumeinheit auch von der Verteilung der Silberpartikel in der Schicht abhängt, schien es uns wünschenswert, die Dicke der Silberkornschicht, d. h. die Entfernung der obersten Silberpartikel von den untersten, in ihrer Abhängigkeit von Belichtungs- und Entwicklungsdauer kennen zu lernen.

Auf die zu untersuchenden Plattenstücke wurden Deckgläser mittels Canadabalsam aufgekittet und an diesen Präparaten die Verschiebung zwischen den Einstellungen auf die obersten und auf die untersten Silberkörner an der Mikrometerschraube abgelesen. Um die wahren Schichtdicken zu ergeben, müssen die ermittelten Verschiebungen mit dem Quotienten $\frac{n}{N}$ multipliziert werden, in welchem n den Brechungsindex für das Medium, in welches das Objekt eingebettet ist (Gelatine), und N denjenigen des Mediums, in welches das Objektivsystem eintaucht (Luft, Cedernholzöl), bedeuten.

Um den Brechungsindex für die trockene

1) Lehrbuch der allgemeinen Chemie **2** (1), 1078, 1893.

Gelatineschicht zu ermitteln, wurden von unentwickelt ausfixierten Platten nach gründlichem Waschen breite Streifen abgehoben und (unter Wasser) auf geeignete Unterlagen, wie schwarzgebrannte Metallstreifen, undurchsichtige Negativstücke etc. gebracht. Die Bestimmung des Brechungsindex geschah mit dem Kohlrausch-schen Totalreflektometer und ergab im Mittel $n = 1,536$. Bei den Präparaten, welche eine geschwärzte photographische Schicht oder Rotglas als Unterlage hatten, treten in der dunklen Hälfte des Gesichtsfeldes schöne Interferenzstreifen auf. Da der Brechungsindex für Cedernholzöl $= 1,51$ ist, also demjenigen der Gelatine ziemlich nahe kommt, konnten wir die Reduktion der mit Immersion bestimmten Werte unterlassen (dagegen ist eine solche bei Messungen mit Trockensystemen natürlich nötig).

Die Bestimmungen an den Plattenstücken, welche für die früher mitgeteilten Zählungen etc. verwendet worden waren, ergaben, dass die Silberschichtdicke bei konstanter Belichtungszeit mit der Entwicklungsdauer wächst; ein Einfluss variabler Belichtungsdauer bei konstanter Entwicklungszeit liess sich aber nicht erkennen. Die Werte schwankten hin und her, und schien es in Anbetracht der sehr geringen Schichtdicke uud der Schwierigkeit der Messung an dem ziemlich unregelmässigen Gebilde nötig, die Belichtungszeit stärker zu variieren.

Tab. IVa giebt die Mittelwerte aus je 10 an verschiedenen Stellen der Negativstücke bei 1000facher Vergrösserung (Immersion) bestimmten Schichtdicken in mm.

Tab. IVb giebt die Mittelwerte aus je 5 von einem anderen Beobachter an anderen Präparaten unter den nämlichen Bedingungen bestimmten Zahlen.

Tabelle IVa.

Belichtet aus 2 m Entfernung.

Entwicklungsdauer	Belichtungsdauer 10	20	30	40
35 Sek.	0,0039	0,0038	0,0046	0,0053
60 „	0,0047	0,0050	0,0052	0,0061
85 „	0,0064	0,0065	0,0068	0,0071
110 „	0,0077	0,0075	0,0085	0,0081
135 „	0,0103	0,0095	—	0,0109
160 „	0.0104	0,0118	0,0123	0,0128

Tabelle IVb.

Belichtet aus 2 m Entfernung.

Entwicklungsdauer	Belichtungsdauer 5	10	20	30	60
35	0,0026	0,0030	0,0034	0,0040	0,0048
60	0,0030	0,0050	0,0064	0,0072	0,0084
85	0,0054	0,0070	0,0076	0,0084	0,0090
110	0,0076	0,0080	0,0096	0,0114	0,0104

Die Silberschichtdicke ist also bei konstanter Belichtungszeit in hohem Grade von der Entwicklungsdauer abhängig; ihre Zunahme mit der Belichtungsdauer bei konstanter Entwicklungszeit ist dagegen verhältnismässig gering.

Bei solarisierten Plattenstücken wechselt die Silberschichtdicke ziemlich unregelmässig, wie Tab. X zeigt.

Tabelle X.

Entwicklungszeit	Belichtet mit diffusem Tageslicht 1	2	3	4	5 Sek.
35 Sek.	0,0084	0,0080	0,0086	0,0087	0,0078
48	0,0111	0,0106	0,0103	0,0110	0,0113
60	0,0125	0,0130	0,0135	0,0140	0,0138
85	0,0145	0,0163	0,0182	0,0196	0,0181
98	0,0151	0,0164	0,0163	0,0165	0,0154
110	0,0140	0,0137	0,0138	0,0122	0,0120

Entwicklungszeit 110 Sek.

Belichtet		Belichtet	
10 Sek.	0,0168	85 Sek.	0,0147
15 „	0,0206	120 „	0,0195
20 „	0,0192	150 „	0,0182
25 „	0,0154	174 „	0,0162
45 „	0,0163		

Zu den vorstehenden Messungen sei noch bemerkt, dass bei gleich lange belichteten und entwickelten Plattenstücken die Silberschichtdicken oft erheblich voneinander abweichen. Es ist dies einerseits wohl auf verschiedenen Quellungszustand der Schicht, auf verschiedene Beschaffenheit der angewandten Plattenstücke etc. zurückzuführen; die Temperatur des Entwicklers hat nur sehr geringen Einfluss. Ferner spielen aber zweifellos auch subjektive Faktoren, wie wechselnde Empfindlichkeit des Auges, eine grosse Rolle. Bei Plattenstücken kleiner Undurchsichtigkeit bleibt, wie die mitgeteilten Zahlen zeigen, die Dicke der Silberkornschicht erheblich hinter derjenigen der gesamten Negativschicht zurück.

Zusammenfassung der bisher erhaltenen Resultate.

I. Während des Reifungsvorganges findet eine planare Vergrösserung des Bromsilberkornes um das 7—8fache statt. Die mittlere Flächenausdehnung des reifen Kornes beträgt bei hochempfindlichen Emulsionen cr. $8\,\mu^2$.

II. Die Dicke der Schicht unentwickelter Negative beträgt für photomechanische und Diapositivplatten ca. 0,015 mm; für Momentplatten meist ca. 0,024 mm; orthochromatische Platten zeigen höhere Werte.

III. Die Zahl der Bromsilberkörner in der obersten kornreichen Schicht eines Schleussner-Negativs beträgt (bei 860facher Vergrösserung) 27×10^4 pro 1 mm². Das entwickelte und fixierte Negativ zeigt unter gleichen Bedingungen etwa $\frac{1}{3}$ dieses Wertes (82×10^3).

IV. Bei konstanter Entwicklungszeit (110 Sek.) und variabler Belichtungsdauer $\left(\frac{0,5}{6^2}\right.$ bis $\left.\frac{4}{2^2}\right.$ S.M.K.) ist

1. die Dicke der Silberkornschicht (annähernd),

2. die Kornzahl pro Flächeneinheit der obersten Schicht, und

3. die Kornzahl in der Volumeinheit der Schicht konstant (ca. 220×10^3 Körner in einem Prisma mit der Basis 1 mm[2]),

4. die Silberkorngrösse abhängig von der Belichtungsdauer ($2,1 - 6,2\ \mu^2$ in der obersten Schicht).

V. Bei konstanter Belichtungsdauer ($\frac{1}{3^2}$ S.M.K.) und variabler Entwicklungszeit (30—100 Sek.) ist

1. die Dicke der Silberkornschicht,

2. die Kornzahl pro Volumeinheit (ca. 110 bis 220×10^3) und

3. die Korngrösse abhängig von der Entwicklungsdauer ($2,6 - 6,6\ \mu^2$ in der obersten Schicht),

4. die Kornzahl pro Flächeneinheit der obersten Schicht konstant.

VI. Bei starker Änderung der Belichtungs- und der Entwicklungszeiten zeigt die Silberschichtdicke eine erhebliche Abhängigkeit von der Entwicklungsdauer, dagegen eine geringere von der Belichtungsdauer.

VII. Die Undurchsichtigkeit eines Negativstückes wird entgegen der herrschenden Meinung nicht nur durch die Zahl und Verteilung der Silberkörner in der Volumeinheit, sondern ganz wesentlich auch durch die Grösse der Partikel bedingt. Die Grösse des Silberkornes ist aber wiederum abhängig von dem photochemischen Affekt, von dem Reifungszustand des Bromsilberkornes und von der Art der Entwickelung.

VIII. Bei solarisierten Platten wurden für die Silberkornschicht schwankende Werte erhalten; auch zeigte sich, dass die Korngrösse in der obersten Schicht stärker variiert, im Durchschnitt kleiner ist, als bei normal belichteten Platten und mit steigender Solarisation abnimmt.

IX. Bei primär fixierten und sekundär mit silbersalzhaltigem Entwickler hervorgerufenen Platten zeigte sich ebenfalls die Abhängigkeit der Silberkorngrösse von der Belichtungs- und besonders von der Entwicklungsdauer.

Marburg a./L., Physikalisches Institut.

(Eingegangen 4. November 1902.)

Mitteilungen aus dem physikalischen Institute der Universität Pisa (Direktor: A. Battelli).

No. 14[1]): A. Battelli und L. Magri, Über oszillatorische Entladungen. II. Teil[2]): Experimentelle Resultate.

2. Allgemeine Anordnung der Methode.

Ehe wir über die Resultate unserer Versuche berichten, scheint uns ein Hinweis auf die Gesamtanordnung der Apparate angezeigt.

Eine Elektrode der elektrischen Maschine ist mit der Erde, die andere ist durch einen hölzernen Balken mit einem von den Belegen des Kondensators verbunden. Das Funken-Kalorimeter und das Metallspirale-Kalorimeter sind in Reihe in den Stromkreis eingeschaltet, durch welchen die Entladung hindurchgeht; nach geschehener Entladung wird der Kondensator mit einem ballistischen Galvanometer in Verbindung gebracht, um die übrig gebliebene Ladung zu messen.

Werden keine kalorimetrischen Messungen ausgeführt, so wird das Quadrat oder der Kreis, die den metallischen Stromkreis bilden, an die Stelle der metallischen Kalorimeter eingeschaltet, und der Funken passiert die Luft. Wurden aber auch kalorimetrische Messungen ausgeführt, so machten wir zuvor 3 oder 4 photographische Aufnahmen der Entladungen, hierauf wurde der Funkenmesser in das Kalorimeter eingeführt; neue Entladungen erfolgten nun, und wir lasen gleichzeitig das Metallspiralen-, das Funken-Kalorimeter und das Elektrometer ab. Nach jeder Serie von diesen Ablesungen massen wir die übrig gebliebene Ladung. Häufig machten wir nachher auch wieder photographische Aufnahmen des Funkens.

3. Allgemeine Resultate der Versuche.

Aus den Werten der einzelnen, nach der oben beschriebenen Art bestimmten Elemente haben wir die Endresultate unserer Untersuchungen berechnet, wie sie in den Tabellen I bis X dargestellt sind.

In den ersten sechs Tabellen sind die Resultate von gleichzeitigen Messungen der Oszillationsperiode, der in den verschiedenen Teilen des Stromkreises entwickelten Wärme und des Entladungspotentials aufgezeichnet.

Die Tabellen VII bis X beziehen sich ausschliesslich auf die Oszillationsperiode.

Über jeder Tabelle sind die Grössen L_T der Selbstinduktion des Stromkreises angegeben, einschliesslich der Stromleiter, die zu den Verbindungen dienen; sie sind nach der Nernstschen Methode der Hochfrequenz-Ströme gemessen; die Grösse R^1_T des Widerstandes des Metall-Kalorimeters ist nach der Rayleighschen Formel berechnet und mit dem Verhältnisse $\frac{\beta}{\beta^1}$

1) No. 13: Diese Zeitschrift 4, 9, 1902.

2) I. Teil: Diese Zeitschrift, 3, 539, 1902.

Tabelle I.

Schlagweite	Entladungspotential in AE [C. G. S.]	$^1/_2 CV^2$ in kleinen Kalorien	Durch jede Entladung entwickelte Wärmemenge im Funken Q_1	Durch jede Entladung entwickelte Wärmemenge im metallisch. Stromkreis Q_2	$Q_1 + Q_2$	$\frac{Q_1}{Q_2}$	Widerstand des Funkens $r = R'_T \frac{Q_1}{Q_2}$	Gemessene Periode T_S

Kalorimeter No. 2 (Kondensatoren parallel geschaltet).

$L_T = 74140$ $R'_T = 1,76$ Ohm $C = 14175$ cm $T_C = 0,00000679$

1	—	—	0,0082	0,0367	0,045	0,223	0,311	0,00000661
1,5	—	—	0,0166	0,071	0,088	0,232	0,325	0,00000683
2	27,67	0,129	0,0242	0,101	0,125	0,239	0,323	0,00000677
							Mittel:	0,00000673

Tabelle II.

Kalorimeter No. 1 (Kondensatoren parallel geschaltet).

$L_T = 29470$ $R'_T = 1,06$ Ohm $C = 14175$ cm $T_C = 0,00000428$

1	—	—	0,0098	0,0362	0,0460	0,271	0,286	0,00000439
1,5	—	—	0,0203	0,0673	0,0876	0,302	0,319	0,00000428
2	26,95	0,123	0,0289	0,0896	0,1185	0,322	0,341	0,00000431
							Mittel:	0,00000433

Tabelle III.

Kalorimeter No. 1 (Kondensator No. 1).

$L_T = 29470$ $R'_T = 1,38$ Ohm $C = 7178$ cm $T_C = 0,00000304$

1	—	—	0,0060	0,0161	0,0221	0,3727	0,515	0,00000304
1,5	—	—	0,0123	0,0315	0,0438	0,3905	0,540	0,00000305
2	27,4	0,064	0,0179	0,0449	0,0628	0,3987	0,551	0,00000302
							Mittel:	0,00000304

Tabelle IV.

Kalorimeter No. 1 (Kondensatoren in Kaskadenschaltung).

$L_T = 29470$ $R'_T = 1,65$ Ohm $C = 3568$ cm $T_C = 0,00000215$

1	—	—	0,0034	0,0098	0,0132	0,3469	0,575	0,00000218
1,5	—	—	0,0063	0,0158	0,0221	0,3987	0,661	0,00000219
2	27,3	0,0317	0,0089	0,0209	0,0298	0,4257	0,723	0,00000217
3	34,8	0,0514	0,0166	0,0342	0,0508	0,4854	0,805	0,00000219
4	38,36	0,0625	0,0215	0,0417	0,0632	0,5156	0,855	0,00000215
5	44,7	0,0848	0,0302	0,0546	0,0848	0,5531	0,918	0,00000214
							Mittel:	0,00000217

Tabelle V.

Kalorimeter No. 3 (Kondensatoren in Kaskadenschaltung).

$L_T = 17460$ $R'_T = 0,827$ Ohm $C = 3568$ cm $T_C = 0,00000165$

1	—	—	0,0044	0,0074	0,0118	0,595	0,492	0,00000168
1,5	—	—	0,0079	0,0124	0,0203	0,637	0,527	0,00000170
2	27,01	0,0308	0,0120	0,0176	0,0296	0,682	0,564	0,00000174
3	34	0,0502	0,0207	0,0289	0,0496	0,716	0,593	0,00000168
4	38,87	0,0642	0,0264	0,0349	0,0613	0,756	0,626	0,00000170
5	45	0,0860	0,0372	0,0477	0,0849	0,780	0,845	0,00000169
							Mittel:	0,00000170

Tabelle VI.

Kalorimeter No. 4 (Kondensatoren in Kaskadenschaltung).

$L_T = 3669$ $R'_T = 0,154$ Ohm $C = 3568$ cm $T_C = 0,000000758$

1	—	—	0,0048	0,0041	0,0080	1,171	0,180	0,000000817
1,5	—	—	0,0118	0,0063	0,0181	1,873	0,289	0,000000824
2	25,45	0,0275	0,0166	0,0088	0,0254	1,886	0,290	0,000000824
3	33,04	0,0464	0,0296	0,0148	0,0444	2,000	0,308	0,000000812
4	37,63	0,0602	0,0394	0,0182	0,0576	2,165	0,333	0,000000821
5	44,00	0,0823	0,0518	0,0239	0,0757	2,167	0,334	0,000000828
							Mittel:	0,000000821

Tabelle VII.

Stromkreis aus einem Quadrat von Kupferdraht; 398,6 cm Seitenlänge.

α

Gesamt-Selbstinduktion des Stromkreises für $T_1 = 0{,}00\,000\,425$
28913 cm.
Kapazität des Kondensators 14175 cm,
Kapazität des Stromkreises 97 cm,
Wert von $T = \frac{2\pi}{v}\sqrt{LC} = 0{,}000\,004\,254$,
Experimentelle Grösse von T

0,000 004 214	0,000 004 204
4 304	4 302
4 244	4 177
4 226	4 262
4 202	4 279
4 202	4 291
4 266	4 240
4 277	4 226
4 185	4 209
4 210	4 213
4 196	4 252

Mittlerer Wert: $T = 0{,}000\,004\,235$

β

Gesamt-Selbstinduktion des Stromkreises für $T = 0{,}00\,000\,301$
28852 cm.
Kapazität des Kondensators 7178 cm,
Kapazität des Kondensators 97 cm,
Wert von $T = \frac{2\pi}{v}\sqrt{CL} = 0{,}000\,003\,034$,
Experimentelle Grösse von T

0,000 002 994
3 016
2 979
3 006
3 019
2 980
3 036
3 020

Mittlerer Wert: $T = 0{,}000\,003\,006$

Tabelle VIII.

Der Stromkreis besteht aus einem Kreis aus Kupferdraht von 201 cm Durchmesser.

α

Gesamt-Selbstinduktion des Stromkreises für $T = 0{,}00\,000\,237$
9261 cm.
Kapazität des Kondensators $C = 14\,175$ cm,
$T = \frac{2\pi}{v}\sqrt{LC} = 0{,}00\,000\,240$,
Schlagweite 2,5 mm,
Experimenteller Wert von T

0,000 002 334
2 348
2 389
2 358
2 370
2 371
2 378
2 408
2 405

Mittlerer Wert: $T = 0{,}000\,002\,373$

β

Gesamt-Selbstinduktion des Stromkreises für $T = 0{,}00\,000\,167$
9256 cm.
Kapazität des Kondensators $C = 7178$ cm,
$T = \frac{2\pi}{v}\sqrt{LC} = 0{,}000\,001\,707$,
Schlagweite 2,5 mm,
Experimenteller Wert von T

0,000 001 655	0.000 001 665
1 693	1 658
1 660	1 654
1 648	1 693
1 685	1 689
1 692	1 668
1 679	1 671
1 677	

Mittlerer Wert $T = 0{,}000\,001\,672$

γ

Gesamt-Selbstinduktion des Stromkreises für $T = 0{,}00\,000\,120$
9242 cm.
Kapazität des Kondensators $C = 3568$ cm,
$T = \frac{2\pi}{v}\sqrt{LC} = 0{,}000\,001\,201$,
Schlagweite 2,5 mm,
Experimenteller Wert von T

0,000 001 162	0,000 001 199
1 160	1 230
1 196	1 224
1 193	1 222
1 173	1 222
1 166	1 198
1 209	1 175

Mittlerer Wert: $T = 0{,}000\,001\,195$

δ

Gesamt-Selbstinduktion des Stromkreises für $T = 0{,}00\,000\,120$
9242 cm.
Kapazität des Kondensators $C = 3568$ cm,
$T = \frac{2\pi}{v}\sqrt{LC} = 0{,}000\,001\,201$,
Schlagweite 5 mm,
Experimenteller Wert von T

0,000 001 213	0,000 001 190
1 205	1 197
1 209	1 202
1 220	1 221
1 232	1 182
1 205	1 210
1 194	1 224

Mittlerer Wert: $T = 0{,}000\,001\,207$

ε

Elektroden aus Platiniridium,
Gesamt-Selbstinduktion des Stromkreises für
$T = 0{,}00000237$
9261 cm.
Kapazität des Kondensators $C =$ 14175 cm,
$T = \frac{2\pi}{v}\sqrt{LC} = 0{,}00000240$,
Schlagweite 2,5 mm,
Experimenteller Wert von T.

0,000002395	0,000002270
2412	2480
2369	2489
2497	2426
2454	2476
2338	2386
2282	2186

Mittlerer Wert: $T = 0{,}00000239$

Tabelle IX.

Der Stromkreis besteht aus einem kleinen Kreis von Kupferdraht von 57,2 cm Durchmesser.

Gesamt-Selbstinduktion des Stromkreises für
$T = 0{,}00000074$
2993 cm.
Kapazität des Kondensators 3568 cm,
$T = \frac{2\pi}{v}\sqrt{LC} = 0{,}000000684$,
Schlagweite 2 mm,
Experimenteller Wert von T

0,0000007431	0,0000007422
7263	7103
7411	7625
7565	7493
7567	7442
7560	7414

Mitttlerer Wert: $T = 0{,}000000744$

— Widerstand der Längeneinheit des Spiraldrahtes dividiert durch den eines geradlinig gestreckten Drahtes von gleicher Länge — multipliziert. (Siehe Teil I.) Die 3. und 6. Kolonne der Tabellen wird über die Energie-Verteilung Aufschluss geben, die uns im 5. Abschnitt beschäftigt.

Die theoretischen Grössen der Periode sind nicht sehr zuverlässig wegen der Unsicherheit, die noch über die Grösse L bei der Spirale herrscht; wir dürfen ihnen daher nur einen relativen Wert zuschreiben, um so mehr, als sie sämtlich mit Platin-Iridium-Elektroden erzielt sind, mit welchen, wie wir in der Folge sehen werden, der Funken unregelmässiger wird als mit Kadmium-Elektroden.

Von ganz anderer Wichtigkeit sind dagegen die auf Tabelle VII bis X verzeichneten Resultate. Sie beziehen sich auf Versuche mit Stromkreisen, deren Selbstinduktion man genau berechnen kann für jede der Perioden, welche man durch die Ausmessungen der Funken-Photographien erhält; wir möchten auf diese besonders aufmerksam machen.

Wir reproduzieren hier einige Photographien, die wir zu den Messungen der Periode benutzt haben.

Fig. 1 ist die Reproduktion des Bildes, aus dem die in Tabelle VIII γ eingetragenen Grössen der Periode entnommen sind.

Fig. 2 ist bei Benutzung von Platin-Iridium-Elektroden aufgenommen und gehört zu Tabelle VIII ε.

Fig. 3 gehört zu Tabelle IX und entspricht unserer kürzesten Periode.

Fig. 4 hingegen zeigt unsere längste Periode und gehört zu Tabelle Xα.

Die Fig. 1, 3 und 4 sind Photographien von Funken aus Kadmium-Elektroden.

4. Diskussion der Resultate.

Wollen wir die Bedeutung beurteilen, die man der bemerkenswerten Übereinstimmung zwischen der beobachteten und der berechneten Grösse der Periode T beilegen muss, so müssen wir uns von der erreichten Genauigkeit in der Bestimmung der verschiedenen Elemente, welche auf diese Messung Bezug haben, überzeugen.

Tabelle X.

Grosse Spirale B (siehe Teil I). Kleine Spirale A (siehe Teil I).

α

Selbstinduktion der grossen Spirale
4546000 cm,
Kapazität des Kondensators
$C = 14175$ cm,
$T = \frac{2\pi}{v}\sqrt{LC} = 0{,}00005317$,
Schlagweite 2 mm,
Experimenteller Wert von T

0,00005404	0,00005444
5374	5386
5339	5403
5363	5303
5417	5347
5434	5296

Mittlerer Wert: $T = 0{,}00005376$

β

Selbstinduktion der kleinen Spirale und der Verbindungen 57797 cm,
Kapazität des Kondensators
$C = 14175$ cm,
$T = \frac{2\pi}{v}\sqrt{LC} = 0{,}000005995$,
Schlagweite 2 mm,
Experimenteller Wert von T

0,000006201
5993
6067
5923
6034
6093
5995
5970

Mittlerer Wert: $T = 0{,}000006034$

γ

Selbstinduktion der kleinen Spirale und der Verbindungen 57797 cm,
Kapazität des Kondensators
$C = 3568$ cm,
$T = \frac{2\pi}{v}\sqrt{LC} = 0{,}000003008$
Schlagweite 2 mm,
Experimenteller Wert von T

0,000002956	0,000003034
3037	2981
3011	2904
3173 (?)	3039
3032	3036
3053	3001
3011	3042
3022	3021

Mittlerer Wert: $T = 0{,}000003024$

a) Experimentelle Messung der Periode.

Aus der Prüfung unserer sehr grossen Anzahl von Photographien geht vor allem hervor, dass die elementaren Fünkchen nicht alle von den gleichen Stellen der Elektroden abspringen, besonders wenn grosse Mengen von Elektrizität entladen werden. Von dieser Verschiebung des Ausgangspunktes der Fünkchen können die Veränderungen herrühren, die Trowbridge und Sabine in den Grössen der elementaren Perioden ein und derselben Entladung gefunden haben, und welche von ihnen auf die dielektrische Hysteresis der Luft, die den trennenden Isolator des Kondensators bildet, geschoben wurden.

Fig. 1.

Fig. 2.

Fig. 3.

Fig. 4.

Diese Verschiebung des Ausgangspunktes der einzelnen Funken, die eine Entladung zusammensetzen, beeinflusst merklich die Genauigkeit, die man bei der experimentellen Messung der Oszillationsperiode erreichen kann; denn wenn diese eintritt, so entspricht die auf der Photographie zwischen zwei Fünkchen gemessene Entfernung nicht der wirklichen. Wir haben diese Fehlerquelle bei unsern Messungen wenigstens grossenteils vermieden, einmal indem wir Elektroden aus Kadmium benutzten, mit welchen der Funken sehr regelmässig wird, sodann dadurch, dass wir nur solche Photographien massen, auf welchen die Bilder der Funken klar und regelmässig verteilt waren. Man darf bei diesen Messungen keine Photographien verwenden, die bei Anwendung von Elektroden aus Platin-Iridium gemacht sind; denn da sich bei ihnen jedes Fünkchen für sich den Entladungsweg öffnen muss, springt es leicht von einem zum andern Punkt der Elektroden.

Ferner zogen wir, wie bereits gesagt ist, bei der Berechnung der mittleren Grösse der Entfernung zwischen zwei elementaren Fünkchen nie die ersten und die letzten Fünkchen zur Berechnung mit heran, und die effektive Periode wurde aus der mittleren Entfernung zwischen den übrigen, stets sehr zahlreichen Fünkchen gewonnen.

Der für die experimentelle Periode angegebene Wert ist dann das Mittel aus den Werten, welche für jeden Fall und für jede Schlagweite aus dem Mittel von vielen Photographien gewonnen war.

Die Übereinstimmung dieser Grössen war bemerkenswert. Um es beurteilen zu können, haben wir in die Tabellen VIII bis X alle Grössen eingetragen, die zur experimentellen Bestimmung des Wertes von T für Stromkreise von wohlbekannter Selbstinduktion gedient haben. Messungen, die an verschiedenen Tagen unter denselben experimentellen Bedingungen stattfanden, ergaben vollkommen übereinstimmende Zahlen.

Man darf also folgern, dass in den Werten der von uns gemessenen Periode, wie sie in vorstehenden Tabellen eingetragen sind, eine bemerkenswerte Genauigkeit erreicht ist.

Die Mieslerschen Photographien stehen durch Kürze der Periode den unsern am nächsten.

Aber — sei es durch die Zartheit der Bilder, oder durch ihre kleine Zahl und durch den zu kleinen Zwischenraum zwischen ihnen, sei es durch die beim Photographieren benutzte optische Anordnung — in ihnen ist eine genaue Messung des Zeitintervalls zwischen zwei Fünkchen sehr erschwert, weshalb es sehr wahrscheinlich ist, dass die auf Grundlage solcher Photographien gemachten Bestimmungen grössere oder kleinere als die von Miesler angegebenen Zahlen liefern.

b) Der für die Kapazität des Kondensators angenommene Wert.

Da wir bei der absoluten Messung der Kapazität des Kondensators mit grösster Sorgfalt vorgegangen sind, und da der von uns erhaltene Wert vollkommen mit dem des von Prof. Roiti geliehenen Normalkondensators übereinstimmt, so glauben wir, dass der von uns angesetzte Wert völlig zuverlässig ist. Da nun, wie wir später zeigen werden, der totale Widerstand des Stromkreises einschliesslich des Funkens im Vergleich zu $\frac{1}{LC}$ unberücksichtigt bleiben und die von Thomson abgeleitete Formel als anwendbar gelten darf, so kann man aus der sehr grossen Übereinstimmung, die in unserm Fall zwischen der beobachteten und der berechneten Periode besteht, den Schluss ziehen, dass der für die Kapazität unseres Kondensators verwendete Wert, den wir aus unsern Messungen bei langsamen Ladungen und für niedrige Potentiale erhalten haben, thatsächlich auch für oszillatorische Entladungen und für die bei unseren Versuchen benutzten Potentiale gilt.

Man braucht also nicht zu fürchten, dass sich bei grossen Schlagweiten die Ladung derart an den Glasrändern ausbreite, dass die Kapazität einen anderen Wert annimmt, als den, welcher bei den Messungen mit äusserst schwachen Ladungen erhalten wurde. Was nun den schon bei Gelegenheit der Hertzschen Versuche erhobenen Einwand anbelangt, nämlich, dass die Kapazität bei sehr rasch oszillierenden Entladungen von der für langsame Entladungen festgestellten Kapazität differieren könnte, so zeigen die Berechnungen Drudes[1]), wenn wir dieselben auf unsern Kondensator anwenden, dass man aus diesem Grunde keine Korrektion an dem von uns oben festgestellten Werte vorzunehmen braucht.

Ferner kann man die obengenannte Übereinstimmung als Beweis dafür ansehen, dass die dielektrische Hysteresis der Luft für Entladungen der von uns angewandten Perioden wirklich unberücksichtigt bleiben darf.

1) Phys. des Äthers, S. 459.

c) Grössen des Widerstandes und der Selbstinduktion.

Wir halten die für uns verwendeten kalorimetrischen Methoden für die sichersten zur Anstellung eines Vergleichs zwischen den Widerständen, welche zwei verschiedene Stromkreise für oszillatorische Entladungen zeigen. Da wir nun überdies noch nach der Rayleighschen Formel den Widerstand einiger geradliniger Konduktoren berechnet und den Widerstand unserer Spiralen damit verglichen haben, so dürfen wir wohl sagen, es ist uns gelungen, in absoluter Messung dieselben Widerstände mit nur solchen Schwankungen festzustellen, denen derartige kalorimetrische Messungen immer unterworfen sind.

Auch braucht man für unsere Versuche nicht den Einfluss in Rechnung zu ziehen, den nach Barton[1]) die Dämpfung der Oszillationen auf den Widerstand der Konduktoren ausübt; denn die mit der Bartonschen Formel berechneten Grössen differieren von den mit der Rayleighschen Formel berechneten um weniger als 1 %.

Übrigens haben von Cardani[2]) geleitete Versuche mit Entladungen aus Kondensatoren experimentell bewiesen, dass man innerhalb der Fehlergrenzen solcher Messungen feststellen kann, dass der Widerstand eines geradgestreckten Drahtes für solche Entladungen in Wirklichkeit die Grösse hat, welche ihm durch die Rayleighsche Formel beigelegt wird.

Was die Selbstinduktion anbetrifft, so haben wir folgendes zu bemerken: während in den bisher über oszillatorische Entladungen ausgeführten Versuchen der für die Spiralen angesetzte Wert stets der mit den Formeln für kontinuierliche Ströme berechnete oder der mit solchen Strömen experimentell gefundene gewesen ist, so sind statt dessen unsere Selbstinduktionen zum Vergleich mit den schon berechneten Selbstinduktionen entweder direkt berechnet, mit den durch die Frequenz der Entladungen bedingten Korrektionen, oder experimentell mit Strömen von hoher Frequenz bestimmt.

Auch für die Selbstinduktion gilt die Bemerkung, dass für unsern Fall die Unterschiede zwischen den mit der Rayleighschen Formel erhaltenen Werten, wie wir sie eingesetzt haben und denjenigen, bei welchen Barton (l. c.) die Dämpfung in Berechnung zieht, völlig unberücksichtigt bleiben dürfen.

d) Widerstand des Funkens.

Weiterhin gaben uns unsere Versuche die Möglichkeit, den Widerstand des Funkens zu bestimmen, was thatsächlich eines der wichtigsten der mit der elektrischen Entladung zusammen-

1) Phil. Mag. (5) **47**, 433, 1899.
2) N. Cim. (4) **7**, 229, 1898.

hängenden Probleme ist. Dieser Widerstand ist mehrfach bestimmt worden, z. B. von Heydweiller[1]), Biernacki[2]), Kaufmann[3]), und Cardani[4]); trotzdem kann man nicht sagen, dass man ihn genau kennt; und besonders weiss man nicht, in welcher Weise derselbe von der Frequenz der Oszillationen abhängt. Wir mussten also den Widerstand des Funkens unter verschiedenen Bedingungen neuen Messungen unterwerfen, was wir mit unsern Apparaten ausgeführt haben. Wir konnten mit unserer Anordnung die sämtliche, im Funken ausgegebene Arbeit messen und mit der Arbeit vergleichen, welche gleichzeitig im metallischen Teile verausgabt wird; den Widerstand $R^1{}_T$ dieses letzteren, welcher von der ein ums andere Mal gemessenen Frequenz der Oszillationen abhängt, massen wir nach der in Teil I angegebenen Methode. Die achte Reihe der Tabellen I bis VI giebt den mittleren Widerstand R des Funkens an; sie enthält die Grössen von $R^1{}_T \dfrac{Q_1}{Q_2}$; Q_1 bedeutet die im Funken und Q_2 die in der Metallspirale entwickelte Wärme.

Obwohl diese Werte von R etwas kleiner als in Wirklichkeit sind, weil Wärmeverlust durch die Metallstäbe des Funkenmessers eintreten kann, so gestatten unsere Versuche doch den Schluss zu ziehen, dass der Widerstand des Funkens meist geringer als der des metallischen Teiles gewesen ist, und zweifelsohne stets niedriger als 1 Ohm. Die bisher ausgeführten Messungen ergeben, mit dem oben angedeuteten Vorbehalt, für den mittleren Widerstand des Funkens von 1—5 mm Länge Grössen, die zwischen 0,18 und 0,92 Ohm liegen.

Ausser den kalorimetrischen Versuchen, deren Resultate in Tabelle I bis VI verzeichnet sind, und welche alle mit einem aus Platin-Iridium-Elektroden abspringenden Funken vor sich gingen, fanden unter denselben Bedingungen fernere Versuche mit Kadmium-Elektroden statt.

Wir fanden in beiden Fällen keinerlei Unterschied in der im Funken entwickelten Wärme-Energie.

Folgende andere wichtige Thatsache kann man aus unseren Versuchen herleiten: bleiben Kapazität und Widerstand der metallischen Teile des Stromkreises bei jeder Grösse der Periode gleich, so wächst der durch die Beziehung $\dfrac{Q_1}{Q_2}$ gewonnene Widerstand sehr langsam mit dem Wachsen der Funkenlänge. (Siehe Tabelle I bis VI). Dies erklärt sich durch die Annahme, dass entweder der grösste Teil des Widerstandes beim Übergang von der Elektrode zur Luft austritt, oder dass bei zunehmender Länge auch der Querschnitt des Funkens grösser wird.

Bei unserer Anordnung kann man auch erkennen, wie der Widerstand des Funkens von der Oszillationsperiode abhängt; die Prüfung der in Teil I eingetragenen Tabellen zeigt, dass besagter Widerstand — bei Gleichheit der Schlagweite und der Kapazität des Kondensators — mit wachsender Periode sich auch zu vergrössern strebt.

Die bemerkenswerte Übereinstimmung zwischen der berechneten und der sich aus unsern Versuchen ergebenden Oszillationsperiode ist ein Beweis für die Geringfügigkeit der Grösse des effektiven Widerstandes des Funkens; ein anderer Beweis für die Genauigkeit unserer Messungen ist die völlig ausreichende Übereinstimmung zwischen der disponiblen Energie des Kondensators und der Summe der im metallischen Stromkreis und im Funken entwickelten Wärmeenergien. Wir brauchen wohl kaum noch zu bemerken, dass sich alles in Bezug auf den Widerstand des Funkens Gesagte auf die mittlere Grösse, die derselbe während seiner Gesamtdauer zeigt, bezieht.

5. Messung der in den verschiedenen Teilen des Stromkreises verausgabten Energie.

Unter den Versuchen, die ausgeführt wurden, um die im Funken und in dem metallischen Teil eines Entladungsstromkreises entwickelte Wärme zu messen, müssen die erst kürzlich vorgenommenen von Heydweiller und von Cardani genannt werden, welche die quantitative Bestimmung des Phänomens verfolgten. Diese Messungen geben aber keine vollständige Lösung von dieser Seite des Problems, da sich die Heydweillerschen Versuche nur auf kontinuierliche Entladungen erstrecken und die Cardanischen nicht auf die disponible Energie bezogen sind.

Um zur Lösung des Problems zu gelangen, müssen die Messungen der thermischen Energie, die sich in den verschiedenen Teilen des Stromkreises zeigt, gleichzeitig ausgeführt werden; auch ist es wichtig, dass bei Messungen dieser Art die in der Entladung disponible Energie mit der Summe der Wärmeenergien verglichen werden. Da nun unsere Apparate gestatteten, alle erforderlichen Messungen gleichzeitig auszuführen, haben wir versucht, einen Schluss zu ziehen mit Bezug auf die Energie, die man in den verschiedenen Teilen des Entladungsstromkreises findet gegenüber der disponibel vorhandenen. Zu diesem Zwecke brauchten wir ausser den oben dargelegten Bestimmungen der Kapazität und der in den metallischen Teilen

1) Wied. Ann. **43**, 410, 1891.
2) Journ. de Phys. (3) **4**, 474, 1895.
3) Wied. Ann. **60**, 653, 1897.
4) N. Cim. (4) **11**, 113, 1900.

des Stromkreises und im Funken entwickelten Wärme noch die des Potentials der Entladung und die der Grösse der übrig gebliebenen Ladung.

Die Grösse des Potentials, bei dem die Entladung beginnt, haben wir durch das idiostatische Elektrometer von Righi[1]) erhalten, das sich zur genauen Messung hoher Potentiale vorzüglich eignet. Zu der Aluminiumnadel des Elektrometers gaben wir einen leichten elektromagnetischen Dämpfer hinzu, der die Form des Deprez-d'Arsonvalschen Galvanometers besass. Nadel und Dämpfer, die sorgfältig vor elektrostatischem Einfluss geschützt werden müssen, waren sehr leicht, und ihre Bewegung war eine fast vollkommen aperiodische, so dass man sehr schnelle Veränderungen des Potentials verfolgen konnte. Dieses Elektrometer wurde durch Vergleich mit einem absoluten Elektrometer von Lord Kelvin geaicht, welches eigens für Potentiale von der Grössenordnung der von uns benutzten konstruiert ist. Es war infolge der Kleinheit der Elektroden sehr schwierig, das Entladungspotential für eine jede Reihe von Versuchen ausreichend konstant zu halten. Mit Elektroden aus Aluminium, Kadmium, Eisen etc. waren die oberflächlichen Alterationen so sehr schnelle, und die Verzögerung der Entladung, wenn die kleinen Fünkchen im Innern des Kalorimeters auftraten, so bedeutend und so wechselnd, dass es unmöglich wurde, die mittlere Ablenkung mit einiger Sicherheit anzugeben. Mussten wir kalorimetrische Messungen ausführen, so fanden wir, schon zur Vermeidung von Oxydations-Erscheinungen, die Verwendung von Platin-Elektroden, oder besser noch von Platin-Iridium-Elektroden sehr geeignet; um die Verlangsamung der Entladung merklich zu vermindern, verwendeten wir eine kleine Celluloid-Röhre, welche etwas radioaktive Substanz enthielt. Der Einfluss dieser Substanz war so wirksam, dass die aufeinander folgenden Entladungs-Potentiale bei gleicher Schlagweite nur sehr wenig verschieden voneinander waren.

Um die elektrometrischen Ablesungen zu ermöglichen, mussten wir dafür sorgen, dass die Funken langsam aufeinander folgten, damit die Nadel den Veränderungen des Potentials nachkommen kann. Aus diesem Grunde konnten wir nicht jedesmal die betreffenden Ablesungen gleichzeitig mit den kalorimetrischen machen, bei welchen im Gegensatz dazu die Funken ausreichend schnell hintereinander folgen müssen. Wir haben deshalb in vielen Fällen die Bestimmung des Entladungspotentials unmittelbar vor und nach jeder Reihe von kalorimetrischen Ablesungen unternommen, und fanden stets gute Übereinstimmung zwischen voraufgehenden und nachfolgenden Ablesungen.

Um den Anteil von Energie, welcher bei der Entladung verbraucht wird, mit Sicherheit festzustellen, bestimmten wir auch die Grösse der übrig gebliebenen Ladung und zwar mit einem eigens zum Zwecke konstruierten Galvanometer, bei dem die Nadel vor jedem elektrostatischen Einfluss geschützt war; diese stellte sich aber bei unsern sämmtlichen Versuchen als nicht der Beachtung wert heraus.

Die Arbeit, die geleistet wird, um den Kondensator von der Kapazität C auf das Potential V zu laden, stellt die thatsächlich vorhandene Energie dar; man müsste sie in der Entladung wiederfinden, wenn nichts davon im Dielektrikum, ausserhalb des elektrischen Stromkreises und des Funkens, verloren ginge.

Diese Dissipation der Energie kann bei den Kondensatoren mit festem Dielektrikum merkliche Grössen erreichen; man kennt keine sichere Methode zu ihrer Berechnung; bei unsern Versuchen durfte sie jedoch, dank der Verwendung eines Luftkondensators, unbeachtet bleiben. Ebenso fanden wir für den Teil von Energie, der durch elektromagnetische Wellen ausstrahlt, bei Anwendung der Drudeschen [1]) Berechnungen auf unsere Versuche, nur völlig unwesentliche Grössen.

Dass die Summe der ausserhalb des metallischen Stromkreises ausgegebenen Energien thatsächlich unbeachtet bleiben darf, ergiebt sich auch gerade aus unsern Versuchen. Auf den Tabellen I bis VI haben wir die Summe $Q_1 + Q_2$ der im Funken und in der metallischen Spirale entwickelten Wärme zum Vergleich der Energie gegenüber gestellt, die $\frac{1}{2} C V^2$ entspricht; man ersieht aus der Prüfung dieser Tabellen, dass sich fast die ganze Energie unter der Form der Wärme in jenen beiden Teilen des Stromkreises vorfindet. Doch müssen wir hierzu bemerken, dass die Unsicherheit über die wirkliche Grösse von V (die durch die grosse Veränderlichkeit der effektiven Länge der Funken bedingt wird), und die Thatsache, dass das Funkenkalorimeter nicht das genaueste Mass der gesamten, im Funken selbst entwickelten Wärme giebt, den Wert unseres Vergleichs etwas herabsetzt. Andrerseits jedoch war bei diesen ersten Versuchen, mehr als die absolute Messung der gesamten Energie das Studium ihrer Verteilung zwischen dem Funken und einem metallischen Teile von bekanntem Widerstand von Interesse und gelang es uns, diese mit ausreichender Genauigkeit festzustellen.

1) N. Cim. (2) 16, 89, 1876.

1) Phys. des Äthers, S. 369.

Schlussfolgerungen.

Nach Prüfung der Resultate glauben wir nachstehendes folgern zu dürfen:

1. Die Oszillationsperiode stimmt innerhalb der experimentellen Fehlergrenzen mit dem durch die **Thomsonsche** Formel gegebenen Werte überein. Die weniger gute Übereinstimmung, welche sich bei sehr kurzen Perioden (etwa 7×10^{-7}) zeigt, hängt damit zusammen, dass man in diesen Fällen die Selbstinduktion des Stromkreises nicht in Berechnung ziehen kann.

2. Der Widerstand des Funkens bei wenig gedämpften, durch sehr grosse Elektrizitätsmengen hervorgerufenen Entladungen, wie die unserer Kondensatoren sind, und bei Schlagweiten von 1 bis 5 mm ist sehr klein und beträgt stets weniger als 1 Ohm.

Bei Gleichheit der anderen Bedingungen wächst er bedeutend weniger schnell als die Funkenlänge. Dies lässt sich durch zweierlei Annahmen erklären, entweder dadurch, dass der Widerstand des Funkens zum grössten Teile beim Übergang aus den Elektroden in das umgebende Gas auftritt, oder dadurch dass, bei der Vergrösserung der Funkenlänge auch der Querschnitt des Funkens zunimmt.

3. Der Widerstand eines spiralisch gebogenen Drahtes ist bei oszillatorischen Entladungen sehr viel grösser als der eines gleichen, aber geradlinig gestreckten Drahtes.

Der Unterschied zwischen besagten beiden Grössen steigt mit der Entladungsfrequenz und der Dichtigkeit der Spiralwindungen.

Die Formel von **Lord Rayleigh** kann folglich auf spiralisch aufgewundene Stromkreise nicht angewendet werden.

4. Die Summe der durch die Entladung im Funken und im metallischen Stromkreis entwickelten Wärmeenergien stimmt ausreichend genau mit der Grösse der Ladungsenergie überein, welche der Kondensator besass.

5. Bei Anwendung von Kadmium-Elektroden werden die Funken sehr viel regelmässiger als bei Platin- oder Platin-Iridium-Elektroden.

6. Die für den Widerstand des Funkens und für die im Funken selbst entwickelte Energie erhaltenen Werte sind unter den bei uns vorhandenen Bedingungen für Platin-Iridium-und für Kadmium-Elektroden annähernd gleich.

(Aus dem Italienischen übersetzt von H. Rhumbler.)

(Eingegangen 28. September 1902.)

Über den Durchgang des elektrischen Stromes durch ein gasförmiges Medium im Felde rotierender Magnete. Zweite Mitteilung.

Von J. J. Taudin Chabot.

Unter Beibehaltung der schon geschilderten Anordnung[1]) habe ich die Versuche in zwei Richtungen fortgeführt, das Verhalten des Lichtfadens beobachtend, sowohl wenn Gefäss und Eisen gemeinsam rotieren, während das Eisen nicht polarisiert ist, wie wenn das Gefäss ruht, das Eisen aber rotiert und erregt wird.

Im erstbezeichneten Falle der gleichzeitigen Drehung von Gefäss und unerregtem Eisen, mit der Winkelgeschwindigkeit $n = 0$ anfangend, zeigte sich zunächst eine zaghafte Fortbewegung des Lichtfadens, die stets nach einem Bruchteil eines Umlaufs aufhörte: sie rührte her von einem schwachen dem Eisen inhärenten Magnetismus, entweder remanent, oder durch die Vertikalkomponente des Erdmagnetismus induziert, und setzte augenscheinlich jedesmal dort aus, wo die Reibung, welche der Ansatz des Lichtfadens an der unteren, ringförmigen Elektrode zu überwinden hatte, eine gewisse Grösse überstieg, meistens an der Übergangsstelle des Ringes in dessen seitlich abgebogenen, in das Glas eingeschmolzenen Tragarm. Durch Beklopfen des Gefässes liess sich der Lichtfaden aus dieser Lage nicht befreien, hingegen gelang es mitunter, von anderen Punkten des Ringes aus eine erneute geringe Fortbewegung in der Weise einzuleiten. Stromrichtungswechsel bewirkte keine merkbare Veränderung des Verhaltens, obgleich kathodischer und anodischer Ansatz des Lichtfadens im Aussehen etwas verschieden waren.

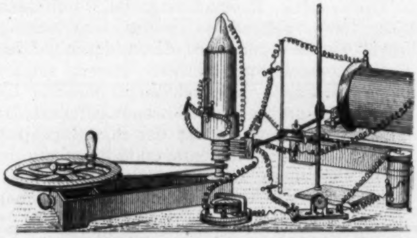


Fig. 1. Gasgefäss im Glockenmagnet auf dem mit Schleifringen versehenen Untergestell, an der „Schwungmaschine."

Erhöhung der Umdrehungsgeschwindigkeit des Systems, sodass $n > 0$, liess jetzt die Teilnahme des Lichtfadens an der Rotation von Gefäss und Eisen überwiegend hervortreten.

1) Diese Zeitschr. 3, 553, 1902. — N.B. Seite 554, Spalte 1, Zeile 20 v. o., statt „Hier, neben dem freien Ende", zu lesen „Hier über dem freien Ende . . . ."

Bemerkenswert zugleich war aber hier eine Erscheinung anderer Art: Hemmte man plötzlich die Drehbewegung von Gefäss und Eisen, so hatte es den Anschein, wie wenn der Lichtfaden, ähnlich einem mit Trägheit behafteten selbständigen System, die Drehung noch während eines sehr kleinen Zeitteils fortsetzte, — ebenso wie andererseits bei plötzlichem Einleiten der Rotation von Eisen und Gefäss der Lichtfaden erst zurückzubleiben schien. Die nicht ganz scharfe Begrenzung des Lichtfadens macht indessen diese Beobachtung schwierig, sodass über die Dimension der zweifellos äusserst geringen Zeitgrösse eine zuverlässige Anschauung mit der vorhandenen Anordnung leider nicht gewonnen werden konnte. (Magnetische Polarisierung des Eisens erschwerte, infolge hinzutretender Gleichpolrotation[1]) des Lichtfadens, die Wahrnehmung.) Stromrichtungswechsel änderte auch hier die Erscheinung nicht.

Die zweite Beobachtung, bei drehbarem Eisen und ruhendem Gefäss, zu ermöglichen, war das periphere Eisen, durch welches die Leiterverbindung mit der unteren ringförmigen Elektrode hindurchführte, zwecks Erzielung entsprechender Bewegungsfreiheit, zu entfernen, demzufolge nur der in das centrale Rohr des Gefässes hineinragende Eisenkern des 2600 Windungen zählenden Solenoids, sowie dessen eiserne Grundplatte, übrig blieben. Solches vergrösserte die Luftstrecke des gesamten Magnetkreises; bei unverändertem Erregungsstrom des Elektromagnets wurde aber durch Erhöhung der Stärke des Primarstromes am Induktorium die Umlaufszahl des Lichtfadens auf 21 pro Minute gebracht, gezählt mit dem Auge oder nach dem Laut eines Telephons (bezw. dem Anschlagen eines Relais), welches mit zwei in das Gefäss eingeschmolzenen Sekundarelektroden, über die bei jeder Umdrehung der Lichtfaden einmal hinwegging, verbunden war. Die Umdrehungen des Magnets liessen sich, ganz unabhängig, bei 13 pro Halbminute des grossen Rades der Schwungmaschine und einem Übersetzungsverhältnis 1:8 zum kleinen Rade an der Drehachse des Magnets, auf 224 pro Minute steigern. Es zeigte sich, dass die absolute Umlaufsgeschwindigkeit des Lichtfadens durch die Rotation des Magnets, liess man dieselbe von 0 bis 224 Touren pro Minute als höchste, ohne Gefahr nicht zu überschreitende Grenze ansteigen, in keiner Weise beeinflusst wurde, nachdem der Übergangswiderstand der Schleifkontakte im Erregerkreise des rotierenden Elektromagnets, welcher anfänglich bei schneller Rotation wuchs, — sodass der Lichtfaden nur mehr 19 Umdrehungen pro Minute ausführte, — konstant eingestellt worden war. Stromrichtungswechsel im Lichtfaden oder aber Umpolarisieren des Magnets veränderten in bekannter Weise nur die Richtung der Bewegung. Dieses Ergebnis stimmt somit ganz überein mit dem eingangs der ersten Mitteilung erwähnten Befund Lechers. — Sollte eine noch schnellere Rotation des Elektromagnets die Umlaufsgeschwindigkeit des Lichtfadens dennoch zu beeinflussen scheinen, so könnte dieses geschehen wohl nur durch das Mittel der Gleichpolinduktion einer elektromotorischen Kraft, welche die Stromstärke im Lichtfaden erhöht oder herabsetzt.

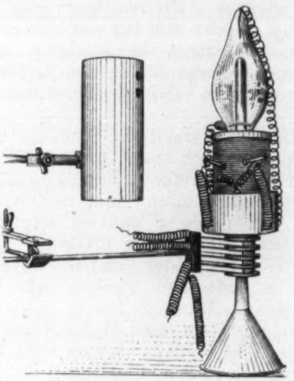


Fig. 2. Ausserer Eisenmantel des Glockenmagnets abgenommen. Der federnde Träger der Schleifkontakte aus spanischem Rohr.

Degerloch (Wttbg.), 7. November 1902.

(Eingegangen 10. November 1902.)

[1]) Über dieses Wort, statt „Unipolarrotation" bezw. „Unipolarinduktion", vgl. Phil. Mag. **47**, 331, 1899.

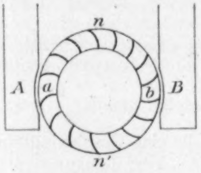
Zur Theorie des Grammeschen Ringes.

Von K. R. Johnson.

Die zuerst von Pacinotti benutzte und von Gramme wieder entdeckte und verbesserte Anordnung, um elektrische Ströme durch Magnetoinduktion hervorzubringen, bildet noch zufolge ihrer vorzüglichen Einfachheit den Typus einer Dynamomaschine. Es liegt mithin nahe zu vermuten, dass die Vorgänge, die in dem Grammeschen Ringe stattfinden, als denjenigen eines idealen Stromerzeugers entsprechend, ein besonderes Interesse darbieten mögen, um so mehr als die theoretischen Anschauungen, die in der Elektrotechnik benutzt werden, in verhältnismässig unbestimmten Voraussetzungen

begründet werden. Die Vermutung, dass die Gesetze des im Grammeschen Ringe erregten Stromes einen Fall der üblichen Wechselstromgesetze bilden möchten, ergab sich jedoch als trügerisch, wie die folgende Überlegung zeigt.

In der nachstehenden Figur stellt $nan'b$ den ringförmigen weichen Eisenkern dar, der mit einem endlosen spiralförmig gewundenen Kupferdrahte bewickelt ist. Demselben sei eine konstante Umdrehungsgeschwindigkeit um den Mittelpunkt erteilt. Die Magnetpole A und B bewirken im Eisenkern eine magnetische Verteilung und die eine Hälfte des Ringes nan' erhält einen dem Pole A entgegengesetzten



Magnetismus, während der anderen Hälfte nbn' ein dem Pole B entgegengesetzter Magnetismus erteilt wird. Weil der Magnetismus gegenüber den Polen A und B in Ruhe bleibt, bewegt er sich im Eisenkern im entgegengesetzten Sinne der Umdrehung und muss folglich in der einen Hälfte der Drahtspirale eine elektrische Strömung bewirken, die z. B. in nan' von n durch a nach n' geht und in die andere Hälfte nbn' sich im umgekehrten Sinne hinsichtlich der Drahtwindungen bewegen muss, weil sie von der Bewegung des entgegengesetzten Magnetismus in b erzeugt wird. Demzufolge fliesst der Strom in dieser Hälfte auch von n nach n' durch b. Im Punkte n wird daher dem Potentiale ein minimaler Wert erteilt und in n' erhält es einen maximalen Wert. Weil der Draht bewegt wird, so pflanzt sich das Maximum wie das Minimum im Drahte fort und bewegt sich mit einer der Umdrehung entsprechenden Geschwindigkeit. Die Bewegung der Elektrizität im Drahte kann folglich in der Weise charakterisiert werden, dass sie ein Fortschreiten einer Welle im Drahte ist, deren Geschwindigkeit mit der Bewegung des Drahtes gleich, aber entgegengesetzt ist, wodurch die Elektrizität sich stets in einem Ruhezustande im Verhältnis zu den Magnetpolen befindet.

Wir bezeichnen die ganze Drahtlänge der Spirale mit $2l$ und die Zeit eines ganzen Umlaufes mit $2T$. Es sei ferner x der Abstand eines im Drahte festliegenden Längenelementes dx von einem im Raume festen Nullpunkt — wir sehen dabei von den Windungen des Drahtes ganz ab — und der Abstand desselben Längenelementes von einem im Raume fixierten Nullpunkt ist demzufolge gleich $x - \frac{lt}{T}$ zu setzen. Bezeichnen wir diesen Abstand mit ξ, so ist

$$\xi = x - \frac{lt}{T}, \tag{1}$$

wo folglich ξ einen im Raume fixierten Punkt bedeutet. ξ giebt folglich die Lage des zu betrachtenden Elementes dx im Verhältnis zu dem festen Raume oder zu den festen Magnetpolen an, x bezeichnet aber seine Lage zu einem mit dem Drahte fortbewegten Punkte. Weil die vom Magnetfelde erzeugte elektromotorische Kraft eine Funktion von ξ ist, so muss sie auch als eine Funktion von $x - \frac{lt}{T}$ betrachtet werden können, oder man hat

$$E = E(\xi) = E\left(x - \frac{lt}{T}\right), \tag{2}$$

wenn E die elektromotorische Kraft bedeutet, die das Feld auf der Längeneinheit des Drahtes ausübt, und auf dem Elemente dx wirkt, mithin die äussere elektromotorische Kraft $E\,dx$.

Wir führen demnächst die folgender Weise definierten Grössen ein

p = der Koeffizient der Selbstinduktion pro Längeneinheit des Drahtes (ohne Eisenkern);
c = die Kapazität pro Längeneinheit des Drahtes;
k = die vom Eisenkerne bewirkte Erhöhung des Selbstpotentiales pro Längeneinheit;
w = der Widerstand pro Längeneinheit;
V = das Potential im Punkte x zur Zeit t;
i = die Stromstärke im Punkte x zur selben Zeit.

Wenn es sich nur um eine Elektrizitätsbewegung handelte, die frei (d. h. ohne Beeinflussen äusserer Kräfte) verlaufen würde, so würden die Vorgänge in der Strombahn durch die Gleichungen

$$\frac{\partial i}{\partial x} = -c\frac{\partial V}{\partial t} \tag{3}$$

und

$$-\frac{\partial V}{\partial x} = wi + p\frac{\partial i}{\partial t}$$

dargestellt werden können.[1] Weil aber hier überdies die Wirkung des Eisenkernes berücksichtigt werden muss, so ist $-dV$ durch $E\,dx - dV$ zu ersetzen und statt p tritt $(p+k)$ herein. Statt der letzten Gleichung erhält man mithin die folgende:

$$E - \frac{\partial V}{\partial x} = wi + (p+k)\frac{\partial i}{\partial t} \tag{4}$$

1) Vergl. z. B. O. Heaviside, Phil. Mag. (V) **2**, 135, 1875.

Bei der partialen Differentiation dieser Gleichung in Bezug auf x und Einsetzen der aus der Gleichung (3) erhaltenen Werte von $\frac{\partial i}{\partial x}$ und $\frac{\partial^2 i}{\partial x \partial t}$ ergiebt sich

$$\frac{\partial E}{\partial x} - \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + wc \frac{\partial V}{\partial t} + (p+k)c \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} = 0,$$

und weil wir nur diejenige Lösung dieser Gleichung zu berücksichtigen brauchen, die sich auf den stationären Zustand der Bewegung bezieht, so können wir zufolge (1) ξ als unabhängige Variable einführen und erhalten folglich

$$\frac{\partial E}{\partial \xi} - \frac{\partial^2 V}{\partial \xi^2} - \frac{wcl}{T} \cdot \frac{\partial V}{\partial \xi} + (p+k)c \frac{l^2}{T^2} \frac{\partial^2 V}{\partial \xi^2} = 0.$$

Hieraus ergiebt sich das Integral

$$V = A + B \cdot e^{-\frac{\beta\xi}{\alpha}} + e^{-\frac{\beta\xi}{\alpha}} \int_a E e^{\frac{\beta\xi}{\alpha}} d\xi \tag{5}$$

wo

$$\alpha = 1 - \frac{(p+k)cl^2}{T^2} \tag{5a}$$

und

$$\beta = \frac{wcl}{T}. \tag{5b}$$

Die Gleichungen (3) und (5) ergeben also, dass auch i eine Funktion von ξ ist und zwar die folgende:

$$i = \frac{cl}{T} \cdot V. \tag{6}$$

Nehmen wir z. B. der Einfachheit halber an, dass die periodische Funktion E durch den Ausdruck

$$E = e_0 \, Sin \frac{\pi\xi}{l} = e_0 \, Sin \, \pi \left(\frac{x}{l} - \frac{t}{T} \right)$$

dargestellt werden kann, wobei mithin ξ von dem einen Ende des zur AB senkrechten Ringdurchmessers gerechnet werden muss, so ergiebt sich aus den Gleichungen (5) und (6)

$$i = \frac{cl}{T} \cdot V = \frac{cl}{T} \left\{ A + Be^{-\frac{\beta\xi}{\alpha}} + \frac{e_0 \, Sin\left(\frac{\pi\xi}{l} - \varphi\right)}{\sqrt{\beta^2 + \pi^2 \frac{\alpha^2}{l^2}}} \right\}, \tag{6a}$$

wo

$$tg\,\varphi = \frac{\pi\alpha}{l\beta} = \frac{\pi T}{wcl^2} \cdot \left[1 - \frac{(p+k)cl^2}{T^2} \right], \tag{7}$$

wie sich durch Berücksichtigung der Werte von α und β in (5a) und (5b) ergiebt.

Die Bedeutung der obigen Formeln wird aus den folgenden Betrachtungen ersichtlich. Für einen geraden Metalldraht kann man, wie schon von **Kirchhoff** angegeben worden ist, den Koeffizienten der Selbstinduktion annäherungsweise der Kapazität umgekehrt proportional setzen und aus den üblich benutzten Formeln erhält man

$$pc = \frac{\varkappa}{v_0^2} \tag{8}$$

wo $\frac{1}{v_0}$ den Reduktionsfaktor der beiden Masssysteme und $\varkappa$ die Dielektrizitätskonstante des den Draht umgebenden Mittels bedeuten. $\frac{1}{\sqrt{pc}}$ besitzt die Dimensionen einer Geschwindigkeit und $\frac{v_0}{\sqrt{\varkappa}}$ ist mithin die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Drahtwellen. Ähnlicherweise ergiebt sich die Bedeutung des Produktes

$$(p+k)c = \frac{1}{u^2}. \tag{9}$$

Wenn dasselbe gleich $\frac{1}{u^2}$ gesetzt wird, so muss u ebenfalls eine Geschwindigkeit bedeuten, nämlich die Fortpflanzungsgeschwindigkeit, welche die Drahtwellen unter dem Einfluss des Eisenkernes besitzen, und es ergiebt sich aus den beiden Formeln (8) und (9), dass die Geschwindigkeit durch den Eisenkern herabgesetzt wird. Mit 2λ wird die Wellenlänge bezeichnet, die der Schwingungsdauer $2\,T$ und der Fortpflanzungsgeschwindigkeit u entspricht, d. h. die Wellenlänge, die entstehen würde, wenn die Bewegung sich frei im Drahte fortpflanzen könnte. Es ist folglich $\lambda = u\,T$.

Nach diesen Betrachtungen kehren wir zu dem in (6a) erhaltenen Ausdruck der Stromstärke i zurück und setzen die Werte von α und β im selben hinein, wodurch kommt

$$i = \frac{cl}{T}\left(A + B \cdot e^{-\frac{\beta\xi}{\alpha}} \right)$$

$$\frac{le_0 \, Sin\left(\frac{\pi\xi}{l} - \varphi\right)}{\sqrt{w^2 l^2 + \frac{\pi^2 T^2}{l^2 c^2} \left[1 - \frac{(p+k)cl^2}{T^2} \right]^2}}$$

Wenn die A und B enthaltenden Glieder vernachlässigt werden, so erhält man durch Eliminieren von c mittels der Formel (9) und Berücksichtigung der Gleichung $\lambda = u\,T$

$$i = \frac{le_0 \, Sin\left(\frac{\pi\xi}{l} - 1\right)}{\sqrt{w^2 l^2 + \frac{\pi^2}{T^2}(p+k)^2 l^2 \left[\frac{\lambda^2}{l^2} - 1 \right]^2}} \tag{10}$$

und die Gleichung (7), welche die Phasenverschiebung bestimmt, lässt sich folgenderweise schreiben:

$$tg\varphi = \frac{\pi}{T} \cdot \frac{p+k}{w} \cdot \left[\frac{\lambda^2}{l^2} - 1 \right]. \tag{11}$$

Weil die Drahtlänge im allgemeinen kürzer als die der Umdrehungszeit entsprechende Wellenlänge ist, so ist $tg\varphi$ meistenteils positiv, und weil der Quotient $\frac{p+k}{w}$ mit L/w identisch ist, so unterscheidet sich die Gleichung (11) von der in der Elektrotechnik benutzten Formel des Phasenwinkels nur durch den Faktor $\frac{\lambda^2}{l^2}-1$. Der Winkel φ muss folglich nahezu 90^0 sein. Wäre er genau gleich 90^0, so würde die Stromstärke im Punkte $\xi = l$ ein Maximum erreichen und im Punkte $\xi = 0$ ein numerisch gleiches Minimum. Weil ξ, wie oben bemerkt, vom einen Ende des zur AB senkrechten Durchmessers gerechnet wird, so folgt mithin, dass die Stromstärke wie das Potential in den Punkten n und n' einen maximalen Wert erhalten, und diese Punkte liegen 90^0 von den Punkten A und B, wenn $\varphi = 90^0$ ist, aber jedenfalls bildet nn' mit AB den Winkel φ. Wenn wir aber die Wellenlänge λ mit der Drahtlänge genau gleich haben, so würde die Phasenverschiebung φ ganz verschwinden und die sogenannten „neutralen Punkte" würden mit a und b zusammenfallen. Zugleich verschwindet die Reaktanz

$$\frac{\pi}{T}(p+k)l = \frac{\pi L}{T}$$

im Nenner, weil der Korrektionsfaktor $\frac{\lambda^2}{l^2}-1$ Null ist, und die Stromstärke erhält einen maximalen Betrag.

Die Drahtlänge der Spirale enthält folglich eine künstlich erzeugte Wellenlänge $2l$, die mit der Drahtlänge gleich und im allgemeinen kürzer als die natürliche Wellenlänge 2λ ist. Jene Welle pflanzt sich zufolge des Zwanges der Umdrehung mit einer der Umdrehung entsprechenden Geschwindigkeit längs dem Drahte fort, und weil sie den Draht in einer der Umdrehung entgegengesetzten Richtung durchläuft, so nimmt sie eine zum Raume unveränderliche Lage ein. Wenn wir dagegen einen Grammeschen Ring solcher Dimensionen darstellen, dass die Drahtlänge mit der natürlichen, der Fortpflanzungsgeschwindigkeit u entsprechenden Wellenlänge gleich wird, so muss die Stromstärke einen maximalen Betrag erreichen und ebenso das Potential, weil die Welle keinen Zwang von der Drahtlänge erfährt.

Wenn die magneto-elektromotorische Kraft nicht, wie oben vorausgesetzt wurde, von einer einfachen Sinusfunktion dargestellt werden kann, sondern durch eine Fouriersche Reihe

$$E = e_1 \, Sin\left(\frac{\pi\xi}{l}+\psi_1\right) + e_2 \, Sin\left(\frac{2\pi\xi}{l}+\psi_2\right) + e_3 \, Sin\left(\frac{3\pi\xi}{l}+\psi_3\right) + \cdots$$

ausgedrückt werden muss, so ergiebt sich aus jedem einzelnen Gliede in der Formel (5) ein zugehöriges Integralglied. Die den einzelnen Gliedern entsprechenden Zeitperioden sind

$$\frac{T}{1}, \frac{T}{2}, \frac{T}{3}, \ldots\ldots \frac{T}{n}, \ldots\ldots$$

und die zugehörigen Wellenlängen

$$\frac{\lambda}{1}, \frac{\lambda}{2}, \frac{\lambda}{3}, \ldots\ldots \frac{\lambda}{n}.$$

Die der n^{ten} Wellenlänge entsprechende Impedanz wird folglich durch die Wurzel

$$\sqrt{w^2l^2 + \frac{n^2\pi^2}{T^2}(p+k)^2l^2\left[\frac{\lambda^2}{n^2l^2}-1\right]^2}$$

dargestellt, und, weil $\lambda > l$ ist, so kann es zufälligerweise eintreffen, dass für einen ganzzahligen Wert von n ein Glied $\frac{\lambda^2}{n^2l^2}-1$ verschwindet, was zur Folge haben muss, dass die zugehörige periodische Bewegungskomponente besonders kräftig hervortritt, weil sie eine minimale Impedanz besitzt. Eine derartige Resonanz trifft zuweilen bei den Maschinen thatsächlich zu, obwohl sie niemals für die Hauptschwingung beobachtet worden ist [1]), und dieser Umstand scheint wohl das Vorhandensein des oben erwähnten Korrektionsfaktors $\frac{\lambda^2}{l^2}-1$ zu bestätigen. Weil sie nur den Oberschwingungen entspricht, so beweist dies ja auch, dass die Drahtlänge l im allgemeinen kleiner als die natürliche Wellenlänge λ ist. Dies kann auch folgenderweise dargelegt werden. Der Eisenkern kann den Selbstinduktionskoeffizienten einer Drahtspule höchstens um das 10000fache erhöhen, und zufolge der Gleichungen (8) und (9) kann u nicht kleiner als $\frac{v_0}{100\sqrt{\varkappa}}$ werden. Weil $v_0 = 3.10^8$ Meter und $\varkappa$ etwa 4 ist, so ist u etwa $1{,}5 \cdot 10^6$ oder mehr. Weil die Polwechselzahl etwa 100 beträgt, so ist $T = 0{,}_{01}$ und folglich $\lambda = uT = 15000$ Meter. Um die Resonanzbedingung zu erfüllen, muss demzufolge die Drahtlänge der Spirale zum mindesten 30000 Meter betragen, was einem Gewichte des Kupferdrahtes von etwa 667 kg entspricht, wenn die Drahtdicke 1 Millimeter beträgt. So viel Kupferdraht wird in einem Wechselstromgenerator im allgemeinen nicht benutzt und es

1) Vgl. z. B. C. P. Steinmetz, Wechselstromerscheinungen, Berlin 1900, wo jedoch das Auftreten der Resonanz etwas unklar erscheint.

folgt mithin, dass l die nötige Resonanzlänge nicht erreicht.

Vorausgesetzt, dass wir einen Grammeschen Ring konstruiert haben, der die Resonanzbedingung $\lambda = l$ erfüllt, so scheint es wohl auch nötig zu sein, wenn man denselben als Stromgenerator verwenden will, dafür zu sorgen, dass die äussere Strombahn, die zwei an den Enden eines Ringdurchmessers befestigte mitbewegte Kontakte verbindet, auch eine halbe Wellenlänge beträgt, wenn man die mechanische Arbeit möglichst gut ausbeuten will. Wir können jedoch auf diesen Gegenstand nicht näher eingehen, sondern wollen nur die obigen Gleichungen mit den üblich benutzten Wechselstromgesetzen vergleichen. Wie unmittelbar ersichtlich ist, so ist $wl = W$ und $(p + k)\, l = L$ und $le_0 = E_0$. Wenn diese Werte in die Gleichungen (10) und (11) eingesetzt werden, so erhält man die aus der Technik wohl bekannten Gleichungen, jedoch mit der Veränderung, dass $L\left(\frac{\lambda^2}{l^2} - 1\right)$ überall statt L steht. Dass man jedoch in der Praxis keine konstante Werte von L gefunden hat, kann wohl zum Teil von der Vernachlässigung des Korrektionsfaktors $\frac{\lambda^2}{l^2} - 1$ abhängen. Ferner ist es wohl auch ersichtlich, dass die Wellenbewegung in den Wechselstromgeneratoren keine zwanglose Bewegung ist und es lässt sich folglich vermuten, dass die Berücksichtigung der Resonanz Verbesserungen in der Konstruktion der Dynamomaschinen erbringen wird.

(Eingegangen 15. Oktober 1902.)

ZUSAMMENFASSENDE BEARBEITUNGEN.

Aluminothermie. (II. Teil.)

Von Hans Goldschmidt.

Was nun die technische Nutzbarmachung der Aluminothermie anbelangt, so sei als deren Hauptzweig vor allem die Gewinnung reiner, kohlenstofffreier, im elektrischen Ofen bisher nicht darstellbarer Metalle und Legierungen hervorgehoben, die gerade wegen ihres reinen, kohlenstofffreien Zustandes dem Hüttenmanne vorteilhafte Legierungsmittel bieten.

Die Darstellung der Metalle und Legierungen (besonders des Chroms und Mangans), seit einigen Jahren bereits in den Grossbetrieb übergeführt, geschieht in geräumigen, tiegelartigen Gefässen, in denen einige hundert Kilo des Metalls in einer Operation abgeschieden werden, was bei der Schnelligkeit der Reaktion kaum eine halbe Stunde in Anspruch nimmt. Im Prinzip nach äquivalenten Verhältnissen bereitet, wird zur Mischung des Oxyds mit Aluminium, rücksichtlich der grossen Legierungsfähigkeit des letzteren, doch stets ein Überschuss von ersterem verwandt, um alles Aluminium während der Reaktion zu oxydieren und die Metalle somit aluminiumfrei zu gewinnen. Die Möglichkeit, diesen Reaktionsverlauf allein durch geeignete Wahl des Mischungsverhältnisses zweckentsprechend zu regulieren, muss überraschen, wenn man einerseits bedenkt, wie gross die Legierungsfähigkeit des Aluminiums mit diesen Metallen ist, und andererseits die Unmöglichkeit in Betracht zieht, diese Metalle durch Kohle kohlenstofffrei abzuscheiden, wenn auch ein noch so grosser Überschuss von Oxyd genommen wird. Kohlenstofffreies Chrom hat für die Stahlindustrie schon deshalb besonderes Interesse, weil es wegen seiner Reinheit allein die Möglichkeit gewährt, Chromstähle in ihren physikalischen Eigenschaften genau zu studieren. Es dient jetzt einer Reihe von Stahlwerken als unentbehrliches Legierungsmittel, insbesondere zur Herstellung von 5 bis 8 Proz. Chrom enthaltenden, naturharten Werk-

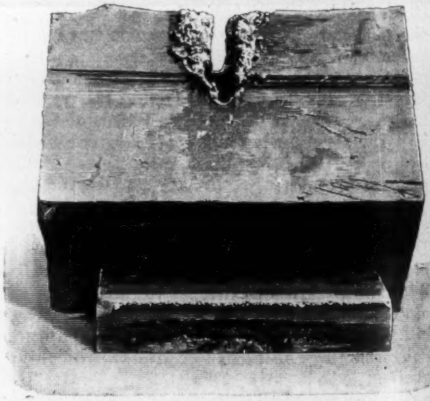


Fig. 1. Wirkung eines Strahles aluminothermischen Eisens auf $^1/_4$ m dicken Eisenblock.

zeug-, ferner Panzerplatten- und Kanonenstählen. — Das zu diesen Zwecken bisher verwandte Ferrochrom weist in seinem Kohlenstoffgehalte vielfach erhebliche Schwankungen auf, die in vielen Fällen einem genügend zuverlässigen Legieren fast unüberwindliche Schwierigkeiten entgegenstellen. Nur vermittelst reinen, kohlenstofffreien Chroms ist es möglich, Chromstähle

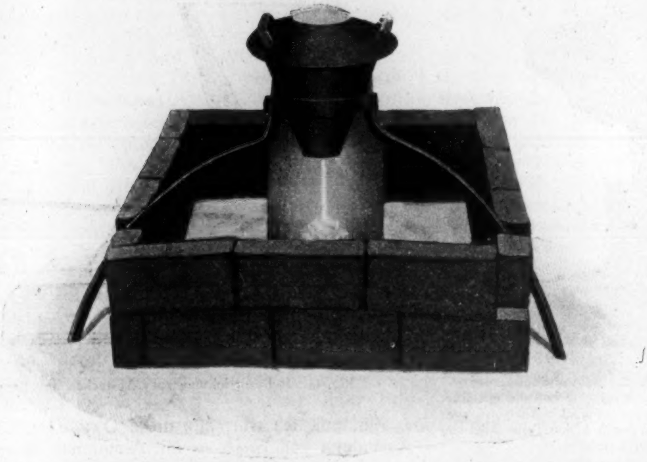


Fig. 2. Durchschmelzung einer Eisenplatte mittelst Thermit.

mit höherem Chromgehalte zu verschmelzen, weil ihre Darstellung unter Verwendung von Ferrochrom, das seinen hohen Kohlenstoffgehalt auf die Legierung überträgt, sich von selbst verbietet.

Findet das kohlenstofffreie Chrom vorzugsweise in der Stahlindustrie steigenden Absatz, so kommt das auf aluminothermischem Wege gewonnene Mangan und seine Legierungen hauptsächlich für die Kupfer-, Bronze- und Nickelindustrie in Betracht. Es zeichnet sich vor dem bisher gebräuchlichen, carbidhaltigen Mangan des Handels, ausser durch grössere Reinheit, vor allen Dingen auch noch dadurch aus, dass es eisen- und kohlenstofffrei ist, an der Luft nicht zerfällt, sich ausserordentlich leicht legiert und sehr geringen Abbrand aufweist. — Die Erfahrung hat bestätigt, dass man zuverlässig gute und porenfreie manganhaltige Güsse nur mit diesem reinen, leicht legierbaren Mangan zu erzielen vermag, und dass die Qualität der Legierung durch einen Eisengehalt, der bei Verwendung des carbidhaltigen Ferro-Mangans unvermeidlich ist, erheblich verschlechtert wird. — Der neuerdings von Heraeus (vergl. Zeitschrift für Elektrochemie VIII, 1902, Heft 14, Seite 185) bestimmte Schmelzpunkt des Mangans liegt bei 1245°, ist also lange nicht so hoch, wie bisher in der Litteratur, die Mangan zu den schwerst schmelzbaren Metallen rechnete, angegeben wurde.

Ferrotitan und Mangantitan, gleichfalls aluminogenetischen Ursprungs und demgemäss kohlenstofffrei, ermöglichen die bequeme und erfolgreiche Einführung des Titans in Eisen, die

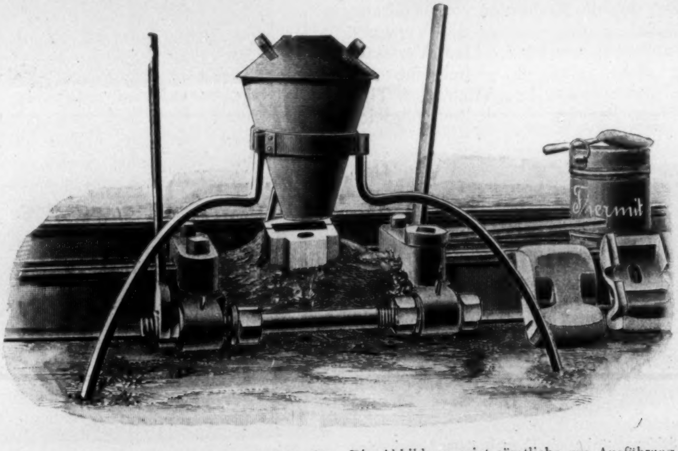


Fig. 3. Schienenschweissung auf der Strecke. Die Abbildung zeigt sämtliche zur Ausführung erforderlichen Materialien und Werkzeuge.

Fig. 4. Durchschnitt durch die Schweissstelle von Rillenschienen, welche mit Thermit verschweisst und mit einer Fusslasche von Thermiteisen umgossen sind. Nach erfolgter Ausätzung des Schnittes sind nur noch kleine Teile links von dem Schienenprofil sichtbar.

früher durch Reduktion titanhaltiger Erze im Hochofen ausserordentlich schwierig gewesen und meistens missglückt ist. Selbst geringe Titanzusätze verleihen dem Eisen ein besonders dichtes, sehniges Gefüge.

Die aluminogenetische Abscheidung der Metalle ist nicht immer in einheitlichem, regulinischem Zustande zu erreichen. Sie ist vom Verfasser bisher als möglich festgestellt für folgende Metalle: Eisen, Chrom, Mangan, Kupfer, Zinn, Blei, Nickel, Kobalt, Niob, Tantal; das Vanadin wird, wie Hittorf nachgewiesen, als V_2O abgeschieden, das völlig metallisch aussieht. Auch aus Molybdän sind einheitliche Abscheidungen zu erlangen; schwieriger gestaltet sich die Reduktion von Wolfram- und Uran-Metallen, über welche die Versuche noch nicht abgeschlossen sind. Dem Verfasser ist vorläufig nicht gelungen, einheitliche Abscheidungen von Silicium, Bor, Titan, Cer, Thorium, Beryllium, Baryum zu erhalten, obgleich

Fig. 5. Zwei Schienenstücke mit Thermit stumpf geschweisst und gleichzeitig mit angeschweisster, schmiedeeiserner Fusslasche versehen.

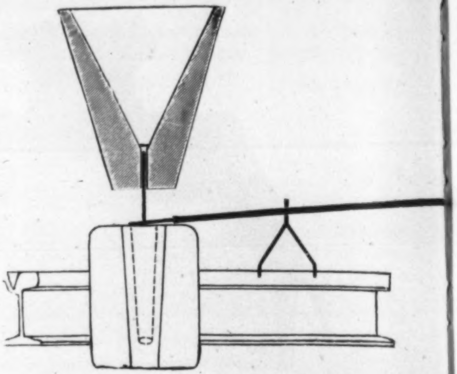


Fig. 6. Hebevorrichtung zum Abstechen des Tiegels.

es ihm möglich war, alle diese Oxyde — mit Ausnahme von $Si\,O_2$ — mit Aluminium derart zu reduzieren, dass sie, einmal entzündet, weiter brennen bezw. weiter glimmen. Ähnlich den von Cl. Winkler durchgeführten Reduktionen mit Magnesium, entsteht dabei eine Art von Sinterkörper, in welchem sich die Metalle, mehr oder minder fein verteilt, ansammeln.

Ähnliche Sinterkörper sind auch bei der Reduktion der zuerst erwähnten Metallgruppe — Eisen, Chrom, Mangan etc. — zu erreichen,

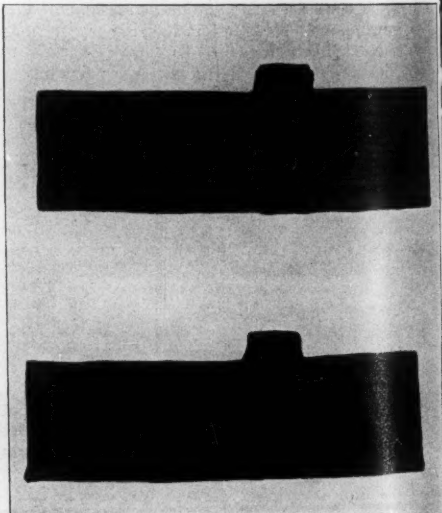


Fig. 7. Angeätzte Schnitte durch zwei aluminothermisch verschweis Quadratstäbe von 140 mm Stärke. (Zwischengussverfahren).

wenn gewisse an dem Reduktionsvorgange nicht direkt sich beteiligende Körper als Ballast zugegeben werden, also beispielsweise Magnesia, Thonerde oder der Überschuss des zur Reduktion zu bringenden Oxyds. Eine zu starke Zugabe indifferenter Stoffe verhindert natürlich das Weiterbrennen oder gar die Entzündung vollständig. Oft genügen schon sehr geringe Zusätze und kleine Veränderungen in den Versuchsbedingungen, um das Resultat wesentlich zu verändern; hierin aber liegt die Schwierigkeit der Durcharbeitung des glatt verlaufenden Prozesses und der Darstellung eines gleichmässig abbrennenden Gemisches mit konstanter Ausbeute. Eine sehr wichtige Rolle spielt auch die physikalische Beschaffenheit der zur Verwendung kommenden Gemengteile, so dass man mit chemisch gleich zusammengesetzten Oxyden und Zuschlägen, je nach ihrer Provenienz, ganz verschiedene Resultate erhält.

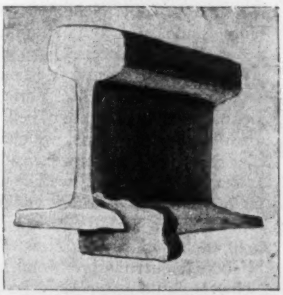


Fig. 8. Leiste aus Thermiteisen als elektrische Verbindung für Leitungsschiene.

Die genannten Metalle, die sich nicht einheitlich abscheiden lassen, werden mehr oder minder gut und leicht als regulinische Legierung dargestellt, wenn man zusammen mit ihnen eine Sauerstoffverbindung derjenigen Metalle reduziert, die sich leicht regulinisch abscheiden lassen, beispielsweise eine solche von Eisen, Mangan, Kupfer, Blei. Auf diese Weise sind vom Verfasser unter vielen anderen dargestellt worden: Titan- und Boreisen, Titan- und Bor-Mangan, Legierungen von Beryllium mit Kupfer, Bleibergzinn, Siliciumkupfer etc. Nicht gelungen ist die Reduktion von Magnesia mit Aluminium. Näher sei hier auf die metallurgische Seite des Verfahrens nicht eingegangen, obgleich gerade diese besonders interessant und umfangreich ist. Das Verhalten der Sulfide, Sulfate und Nitrate soll anderweitig eingehender besprochen werden.

Aufs engste mit dem metallurgischen Teil dieses Verfahrens verbunden, ist, wie bereits eingangs erwähnt, die Entstehung des geschmolzenen Aluminiumoxyds, das als künstlicher Corund oder Schmirgel angesprochen werden kann, weil seine Zusammensetzung mit der des natürlichen, gleichnamigen Minerals im wesentlichen übereinstimmt. Unter den Namen „Corubin" in den üblichen Körnungen in den Handel gebracht, wird es wegen seiner viel grösseren Härte und Schleiffähigkeit bereits erheblich höher bewertet, als natürlicher Corund.

Sehr umfangreich und mannigfaltig sind die Anwendungsarten des aluminothermischen Verfahrens, welche die Ausnutzung seiner Wärmeentwickelung für die Metallbearbeitung bezwecken.

Einige mit dem feuerflüssigen Schmelzgute angestellte Versuche liessen die Aussichtslosigkeit, sich seiner für Schweisszwecke nach Art eines Schmiedefeuers zu bedienen, alsbald erkennen. Die Enden zweier Eisenstäbe, welche man, um sie auf Schweisstemperatur zu erhitzen, in die flüssigen Metalle eintauchte, wurden sofort ganz oder teilweise abgeschmolzen. Die eminente Schmelzkraft des flüssigen, vom geschmolzenen Corund durch Abgiessen befreiten, aluminogenetischen Eisens zeigt sich darin, dass man mit wenigen, strahlförmig auftreffenden Kilogramm desselben aus einem 25 cm hohen Stahlblock eine Furche von der Tiefe eines Drittels seiner Höhe und in der Breite von ca. 20 mm scharfkantig ausspülen kann (s. Abbildung 1).

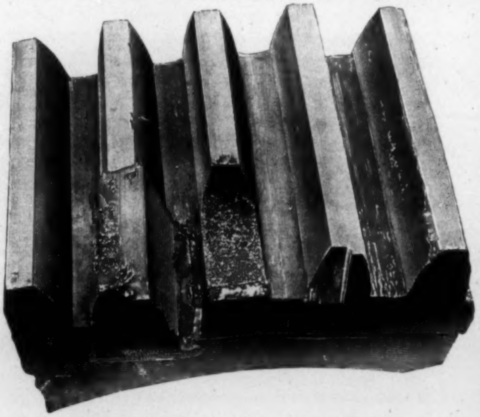


Fig. 9. Zahnradabschnitt mit abgebrochenem Zahn mit unbearbeiteter und bearbeiteter Aufschweissung.

Nicht weniger charakteristisch ist der dem vorhergehenden gleichartige, durch Anwendung des später zu beschreibenden sogen. automatischen Verfahrens aber vereinfachte und exakte Versuch, welcher gestattet, Eisenplatten, Stahl- und sogen. Panzerplatten von 20—25 mm Dicke

mit Hilfe eines schräg auftreffenden Strahles von ebenfalls wenigen Kilogramm flüssigen Thermiteisens in fingerdicken Löchern scharfkantig zu durchschmelzen, unter Vermeidung einer nennenswerten Erwärmung der übrigen Plattenteile (s. Abbildung 2).

Angesichts dieser ausserordentlich aggressiven Wirkung, welche die hoch über ihren Schmelzpunkt erhitzten Metalle auf die zu verschweissenden Eisenstücke äusserten, musste, wollte man sich nicht auf die thermische Anwendung des geschmolzenen Corunds beschränken, zunächst ein Deckmittel ausfindig gemacht werden, das bei hinreichendem Wärmeleitungsvermögen, die Schweissenden gegen die Schmelzwirkung der flüssigen aluminogenetischen Metalle zu schützen imstande war. Ein solches, allen Anforderungen vortrefflich genügendes Material wurde schliesslich in dem beim aluminothermischen Verfahren entstehenden, geschmolzenen Corund gefunden, eine Entdeckung, welcher bald die erfreuliche Erfahrung folgte, dass der die feuerflüssige Schmelze enthaltende Reaktionstiegel durch einfaches Ausgiessen fast quantitativ ohne Gefahr entleert und für neue Operationen wiederholt benutzt werden konnte.

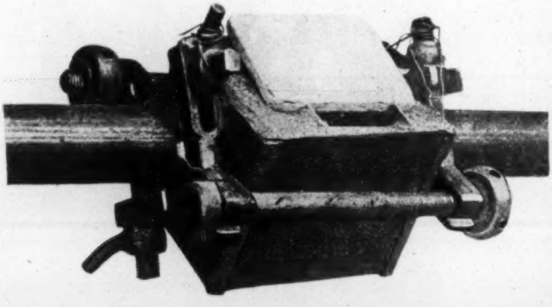


Fig. 10. Horizontal liegende Rohre zum Eingiessen fertig vorbereitet, mit Schutzplatte.

Legt man zwei vermittelst eines Klemmapparates stumpf aufeinandergepresste Schweissenden in ein Schmiedefeuer, derart, dass der Klemmapparat selbst kalt bleibt, so tritt eine automatische Schweissung ein, indem die, durch die Erwärmung bedingte, durch den Klemmapparat aber verhinderte Verlängerung der Schweissenden den zu ihrer Schweissung nötigen Druck erzeugt, eine mechanische Bearbeitung der zu verschweissenden Stellen also entbehrlich macht. Dieses Verfahren „des Schweissens in ruhender Lage", das wohl nur eine mehr versuchsweise als regelmässige Anwendung gefunden haben dürfte, schien für Verfassers Zwecke besonders geeignet zu sein, weil die aluminothermisch sehr plötzlich erzeugte Hitze, ungleich schneller und in denkbar enger räumlicher Begrenzung auf Schweissstücke übertragbar, von vornherein die Möglichkeit bot, auch beim Schweissen schwerer Stücke relativ kleine, gedrungene Klemmapparate zu verwenden.

Die ersten Schweissversuche waren so angeordnet, dass in eine um die Schweissstelle gebaute, äusserlich mit Formsand abgestützte, kleine Blechform der geschmolzene Corund abgegossen wurde, und führten, wie angestellte Biegungen ergaben, bei Quadrat- und Rundstäben zu einem vollen Erfolg. Hierdurch ermutigt, kam Verfasser auf den Gedanken, sein Verfahren, das rücksichtlich seiner Leichtigkeit und Beweglichkeit ohne weiteres zur Vornahme von Schweissungen ausserhalb der Werkstatt und in jedweder Lage der zu verbindenden Stücke geeignet erschien, an einer Aufgabe zu erproben, deren Lösung schon seit etwa 40 Jahren erstrebt wird.

Gleich nach den ersten erfolgreichen Versuchen, zwei Schienenenden mit Hilfe seines bei der aluminothermischen Stumpfschweissung von Eisenstäben beschriebenen Verfahrens, zu verschweissen, machte Verfasser die Beobachtung, dass der Teil des geschmolzenen Corunds, welcher zuerst die noch kalten Schweissenden traf, sofort erstarrte und weder von dem nachfliessenden Corund, noch selbst dann wieder verflüssigt wurde, wenn man auch das im Reaktionstiegel verbliebene, feuerflüssige Metall über der Schweissstelle ausgoss. Diese sowohl als auch die Innenfläche der sie umschliessenden Blechform waren, wie die Untersuchung ergab, mit einer dünnen Schicht schnell erstarrten Corunds überzogen; das nachfliessende, am Boden der Form angesammelte Metall war somit nirgends in direkte Berührung mit festen Metallteilen gekommen, so dass nach dem Erkalten die ganze Masse leicht von der Schweissstelle und der Blechform abgeschlagen werden konnte.

In überraschend einfacher Weise war mit diesen Beobachtungen die Brauchbarkeit des Verfahrens erwiesen. Die dünne Corundschicht erfüllte die Anforderungen, die in diesem Falle unerlässlich waren. Sie schützte einerseits Blechform und Schweissstelle vor dem zerstörenden Einfluss direkter Berührung mit dem nachfliessenden, hocherhitzten Metall, liess aber andererseits vermöge ihrer hinreichend guten Wärmeleitung dessen kalorische Energie auf der Schweissstelle in wünschenswertem Masse zur Geltung kommen. Zweifellos leitet hocherhitzter Corund die Wärme viel besser als kalter, wie denn überhaupt anzunehmen ist, dass die als Leiter II. Klasse bekannten, so-

genannten festen Elektrolyte infolge ihrer bei hoher Temperatur eintretenden, stärkeren Dissoziation nicht nur bessere Elektrizitätsleiter — das Wesen der Nernstlampe beruht auf diesem Phänomen — sind, sondern auch bessere Wärmeleiter sein müssen.

Es sei hier davon abgesehen, die grossen Vorteile des aluminothermischen Verfahrens der Stumpfschweissung sowie seine guten Resultate, insbesondere bei Rohr- und Schienenschweissungen, an Hand des bisher Gesagten ausführlicher zu beleuchten resp. zu begründen. Nur folgendes möge hervorgehoben werden:

In dem aluminothermischen wird zum ersten Male ein Verfahren geboten, welches, unabhängig von dem geübten Auge des Schweissers, gestattet, die jeweils erforderliche Schweisstemperatur mit Hilfe einer empirisch festgestellten, abgewogenen Thermitmenge gewissermassen automatisch innezuhalten.

Gerade die aluminothermische Stumpfschweissung von Rohren an Stelle der bisherigen Flanschenverbindungen hat in zahlreichen in- und ausländischen Werken mit bestem Erfolg Eingang gefunden. Thermitgeschweisste Rohre bieten für Hochdruckluft-, Dampf- etc. Leitungen gegenüber anderen Verbindungsarten die Vorzüge einfacher Montage, grösster Widerstandsfähigkeit und Billigkeit.

Für den Betrieb der elektrischen Strassenbahnen, bei denen der Strom durch die Schienen zurückgeleitet wird, ist eine gute elektrische Verbindung der letzteren untereinander von grosser Wichtigkeit, um die sogen. vagabondierenden Ströme, deren zerstörende, elektrolytische Einwirkung auf Gas- und Wasserleitungsrohre in den letzten Jahren unliebsame Erscheinungen genug gezeitigt hat, auf ein unschädliches Mass herabzudrücken. Als in dieser Hinsicht wirksamstes Schienenverbindungsmittel ist aber eine zuverlässige Verschweissung längst anerkannt, die jetzt von Fachleuten wohl allgemein als notwendig empfohlen wird. Aluminothermisch verschweisste Bahnnetze stellen sich überdies nicht nur in der erstmaligen Anschaffung, sondern vor allem auch in der Unterhaltung erheblich billiger als solche, die mit Hilfe von Laschen und Kupferverbindern hergestellt sind.

Das trifft in erhöhtem Masse zu, seitdem man gelernt hat, bei der Schienenschweissung sich des gleichzeitig aus dem Thermit ausgeschiedenen, hocherhitzten, sehr weichen, kohlenstoffarmen und schmiedbaren Eisens zur Verstärkung der Schweissstelle in Form einer mit ihr innig verschmolzenen Fusslasche zu bedienen. Diesen Zweck erreicht man am besten mit dem sogenannten automatischen Verfahren (s. Abbildung 3 bis 8).

In letzterem Falle wird das Thermit in einem eigens konstruierten Spitztiegel zur Reaktion gebracht. Unter Zuhilfenahme einer kleinen Abstichvorrichtung fliesst zuerst das hocherhitzte Eisen auf den Boden der Schweissform, dort den Schienenfuss unter inniger Verschmelzung mit ihm umhüllend, während der nachfliessende, geschmolzene Corund durch eine in der Schweissform vorgesehene, passende Öffnung auf den Schienenkopf gelangt und die Stumpfschweissung der mit der Fusslasche nicht verschmolzenen Teile der Schienenenden alsbald bewirkt. Diese Art der Schienenschweissung wird in vielen Städten des In- und Auslandes bereits seit mehreren Jahren mit bestem Erfolge bei elektrischen Strassenbahnen angewendet.

Eine erst kürzlich seitens des Verfassers vorgeschlagene Anwendungsart des automatischen Verfahrens bezweckt die partielle Verschmelzung der Schienen durch eine angegossene Leiste aus Thermiteisen, lediglich behufs einer guten elektrischen Verbindung der Schienen untereinander. Diese Thermiteisenleiste, mit Hilfe von nur $1\frac{1}{2}$ kg Thermit hergestellt, bildet ein fest an den Schienenfuss angeschmolzenes Eisenstück von etwa 40 mm Höhe, 60 mm Länge, 50 mm Breite und demgemäss 2400 qmm Querschnitt, der unter Berücksichtigung des Umstandes, dass Kupfer etwa siebenmal besser leitet als weiches Eisen, einem Kupferquerschnitt von etwa 340 qmm entsprechen würde. Wesentlich ist aber noch, dass diese, eine sehr solide Verbindung darstellende Thermitleiste, ohne Einbringung eines fremden Metalls mit den Schienenenden innig verschweisst resp. verschmolzen, den bei Kupferverbindern auftretenden Übergangswiderstand völlig eliminiert. Zudem ist diese Verbindungsart im Preise billiger, als die Kupferverbinder.

Bei elektrischen Strassenbahnschienen mit gewöhnlicher Fusslaschenverbindung nicht ohne weiteres anwendbar, ist die Thermiteisenleistenverbindung bei elektrischen Vollbahnen für die sog. dritte oder Stromleitungsschiene besonders geeignet.

Für die Verlaschung dieser Schiene wird dann eine gewöhnliche Lasche an Stelle von zweien genügen, die erforderlich sind, wenn ein Kupferbügel die Schienen leitend verbindet. Erfahrungen über die Bewährung dieser elektrischen Schienenverbindung sind in nächster Zeit zu erwarten, da seitens einer grossen Elektrizitätsfirma deren probeweise Einführung beschlossen ist.

Die automatische Modifikation des aluminothermischen Schweissverfahrens ist ferner zur Verschweissung von Transmissions-, Schiffs- etc. Wellen vorteilhaft zu gebrauchen, wobei die

Schweissenden an Stelle der bisher üblichen, kostspieligen, weniger betriebssicheren Verschraubungen oder Verkeilungen, mit einem Ringe von Thermiteisen umgossen und innig verschmolzen werden. Auch wenn es sich in Fabriken, Werften oder auf in See befindlichen Schiffen um einen Wellenbruch handelt, kann einem solchen, unter anderen Verhältnissen empfindlichen Schaden vermittelst des automatischen Schweissverfahrens, eben wegen seiner äusserst einfachen Apparatur und Handhabung, ohne besonderen Zeitverlust abgeholfen werden. — In ähnlicher Weise erfolgt auch das Verschweissen von Quadrat- und Rundstäben etc., indem die Stabenden durch Zwischengiessen von Thermiteisen miteinander verschmolzen werden.

Ein weiteres Feld der Anwendung eröffnet sich dem Verfahren bei der Ausbesserung fehlerhafter, gebrochener oder abgenutzter Stahlfaçonguss-, Schmiede- und Graugussstücke, weil es eine absolut sichere Verbindung des Mutterstückes mit dem Aufguss ermöglicht. Oft ist die Entwickelung des Thermiteisens auf der auszubessernden Stelle selbst angängig, so z. B. beim Anschweissen abgebrochener Walzenzapfen, wo es in manchen Fällen lediglich zum Aufweichen der Bruchfläche und ihrer innigen Verschmelzung mit dem zwecks eigentlichen Ersatzes des Bruchstückes nachzugiessenden, flüssigen Stahl oder Gusseisen dient.

Man besitzt in dem Thermit auch ein Mittel, überall und jederzeit geschmolzenen, sehr hoch erhitzten Stahl herzustellen, der sich zum Neuguss plötzlich gebrochener Stücke, für die ein Ersatz nicht sogleich vorhanden, vorzüglich eignet. In diesem Falle können behufs Vermehrung des zu vergiessenden Eisens, mit dem Thermit zusammen noch 20 Proz. seines Gewichtes an kleinen Eisenteilen (Blechschnitzeln, Siebausstanzungen und dergl.) eingeschmolzen werden. Die Bedeutung des Thermits in dieser Hinsicht für die Marine, entlegene industrielle Werke etc. braucht nicht noch besonders betont zu werden.

Das Thermit hat ferner noch Anwendung gefunden zum Verringern der Giessköpfe, Hartlöten etc., wie seiner auch als handlichen Mittels zum lokalen Enthärten von Panzer- und Tresorplatten, zwecks ihrer leichten Durchbohrung, hier noch Erwähnung gethan werden möge.

Schliesslich sei dem bei näherer Überlegung hinfälligen Einwande begegnet, dass eine Schweissstelle allein durch Zusammenschmelzen mit Hilfe von Thermiteisen nicht die mechanischen Eigenschaften, beispielsweise von zwei in ihr miteinander verbundenen, gewalzten Stücken erlangen könne, weil sie keinem Walzprozess unterworfen wird. Bekanntlich hat man längst gelernt, sog. Stahl- und Stahlfaçongüsse, die in ihren chemischen Zusammensetzungen mit Thermiteisen übereinstimmen, von etwa den nämlichen mechanischen Eigenschaften zu giessen, welche man Werkstücken durch Walzen oder Schmieden erteilen kann. Verfasser erinnert nur an die Herstellung der Schiffsteven, die bei einer Festigkeit von 40—50 kg eine Dehnung von über 20 Proz. aufweisen. In gleicher Weise werden auch direkt aus dem Martinofen ganz kleine Stücke, z. B. Gasfittings, aus Weicheisen gegossen, die in ihren Eigenschaften gewalzten Stücken ebenfalls nicht nachstehen. Um gleiche Resultate beim Giessen mit Thermiteisen zu erzielen, hat man also lediglich die Vorschriften zu berücksichtigen, die für das Giessen von weichem Stahlguss gelten.

Obgleich die Zahl der Verwendungszwecke des aluminothermischen Verfahrens damit noch nicht erschöpft ist, dürfte doch das bisher Gesagte zur Orientierung über den augenblicklichen Entwickelungsstand dieses neuen Wissenszweiges hinreichen. Mussten sich, durch die Eigenart der behandelten Materie bedingt, die in Vorstehendem gegebenen Schilderungen notwendigerweise in manchen Teilen über den engeren Rahmen dieser Zeitschrift hinausbewegen, so glaubte Verfasser gerade ihrer nicht entbehren zu sollen, um das Interesse der Leser für ein Verfahren zu gewinnen, das geeignet erscheint, der Technik auch fernerhin neue, noch ungekannte Hilfsmittel darzubieten.

(Eingegangen 15. September 1902.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Dr. Paul Rohland, bisher Assistent an der kgl. Baugewerkschule zu Stuttgart, liess sich dort an der Technischen Hochschnle als Privatdozent für anorganische Chemie nieder.

An der Technischen Hochschule in Karlsruhe wurden als Privatdozenten zugelassen und bestätigt: der erste Assistent an der elektrotechnischen Anstalt Ole Sivert Bragstad als Privatdozent für Elektrotechnik und der Abteilungsvorstand an der grossherzoglich chemisch-technischen Prüfungs- und Versuchsanstalt Dr. Paul Eitner als Privatdozent für chemische Technologie.

An der Bergakademie Pribram wurden die a. o. Professoren Dr. Theurer für Mathematik und Physik und Harpf für Chemie, in Agram der a. o. Professor der Mathematik Dr. Varicak zu o. Professoren ernannt.

Gestorben ist der Professor der Chemie an der Universität Leipzig, Geheimrat Wislicenus.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.